

ЧАСТЬ 2. ФОТОННЫЕ КРИСТАЛЛЫ И МЕТАМАТЕРИАЛЫ

ФОТОГЕНЕРАЦИЯ СОЛИТОННЫХ РЕШЕТОК В УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБКАХ М.Б. Белоненко, Н.Г. Лебедев, Н.Е. Мещерякова.....	3
УПРАВЛЕНИЕ СОЛИТОННЫМИ РЕШЕТКАМИ ЭЛЕКТРОНОВ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ М.Б. Белоненко, Н.Г. Лебедев, О.Ю. Тузалина.....	6
ЛОКАЛИЗОВАННЫЕ ЗАМЕДЛЕННЫЕ ВОЛНЫ В РЕШЕТКАХ ИЗ РЕЗОНАНСНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ Н.В. Ильин, А.И. Смирнов, И.Г. Кондратьев.....	9
ВОЛНОВЫЕ ЭФФЕКТЫ В АКУСТИЧЕСКИХ СРЕДАХ С ОТРИЦАТЕЛЬНЫМ ПОКАЗАТЕЛЕМ ПРЕЛОМЛЕНИЯ В.А. Буров, К.В. Дмитриев, С.Н. Сергеев	12
НЕЛИНЕЙНЫЕ ИМПУЛЬСЫ В СЛОИСТОЙ ВОЛНОВОДНОЙ СТРУКТУРЕ, СОДЕРЖАЩЕЙ СЛОЙ МЕТАМАТЕРИАЛА И ТОНКУЮ ПЛЕНКУ СВЕРХПРОВОДНИК-ДИЭЛЕКТРИК М.В. Головкина	15
ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ЩЕЛЕВЫХ КРЕМНИЕВЫХ СТРУКТУР Д.А. Мамичев, В.Ю. Тимошенко, Е.В. Астрова.....	18
ЧЕТЫРЕХВОЛНОВОЕ СМЕШЕНИЕ С ЗАДЕРЖКОЙ ВО ВРЕМЕНИ В ПЛОТНОМ АНСАМБЛЕ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК Л.В. Деменцова, Н.Н. Рубцова, Г.А. Русецкий, О.Х. Хасанов.....	21
МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОХОЖДЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИМПУЛЬСА СКВОЗЬ УГЛЕРОДНЫЕ НАНОТРУБКИ А.С. Попов, Н.Г. Лебедев	23
МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ ФОТОННЫЕ КРИСТАЛЛЫ, СОДЕРЖАЩИЕ СЛОИ С ОТРИЦАТЕЛЬНЫМ ПОКАЗАТЕЛЕМ ПРЕЛОМЛЕНИЯ Е.А. Ершова, В.И. Белотелов, А.Н. Калиш, А.К. Звездин.....	26

ЛИНЕЙНАЯ И НЕЛИНЕЙНАЯ ЛОКАЛИЗАЦИЯ СВЕТА В ОПТИЧЕСКИ
ИНДУЦИРОВАННЫХ ФОТОННЫХ СВЕРХРЕШЕТКАХ В НИОБАТЕ
ЛИТИЯ

**К.В. Шандарова, В.М. Шандаров, Е.В. Смирнов, Д. Кип, Х. Рютер,
Я. Тан, Ф. Чен** 29

ОПТИЧЕСКИЕ МЕТАМАТЕРИАЛЫ: СОВРЕМЕННЫЕ ТЕНДЕНЦИИ

Г.В. Белокопытов 32

ПЛАНАРНЫЕ МИКРОСТРУКТУРЫ НА ОСНОВЕ ДВУМЕРНЫХ
ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛОВ ДЛЯ ДИНАМИЧЕСКОГО УПРАВЛЕНИЯ
ФЕМТОСЕКУНДНЫМИ ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ

А.В. Четвертухин, Е.В. Дрынкина, А.А. Федянин 35

ТЕМПЕРАТУРНЫЕ ЗАВИСИМОСТИ МАГНИТНЫХ И
МАГНИТООПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ НАНОКОМПОЗИТОВ

$(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{100-x}$

**С.А. Вызулин, Е.А. Ганьшина, А.В. Горобинский, Е.В. Лебедева,
Н.Е. Сырьев, И.Т. Трофименко** 38

МЕДЛЕННЫЙ СВЕТ В ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛАХ

А.А. Сухоруков 41

НОВЫЕ СВОЙСТВА РЕЗОНАТОРА С МЕТАМАТЕРИАЛОМ

Д.О. Сапарина, А.П. Сухоруков 44

РЕШЕТКИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ СОЛИТОНОВ В УГЛЕРОДНЫХ
НАНОТРУБКАХ С ОПТИЧЕСКИМИ ПРИМЕСЯМИ ПРИ НИЗКИХ
ТЕМПЕРАТУРАХ

М.Б. Белоненко, Н.Г. Лебедев 47

ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА СТРУКТУР КРЕМНИЕВЫХ
НАНОКЛАСТЕРОВ, СОДЕРЖАЩИХСЯ В МАТРИЦЕ ДИОКСИДА
КРЕМНИЯ, ЛЕГИРОВАННОЙ ИОНАМИ Er^{3+}

С.А. Дьяков, Д.М. Жигунов 50

УСИЛЕНИЕ ЭФФЕКТОВ САМОВОЗДЕЙСТВИЯ СВЕТА В
ДВУЛУЧЕПРЕЛОМЛЯЮЩЕМ МЕЗОПОРИСТОМ КРЕМНИИ

**Н.А. Пискунов, С.В. Заботнов, Л.А. Головань, М.А. Копыловский,
Ю.В. Громов, В.Я. Гайворонский** 53

АНИЗОТРОПНЫЕ ПЛАЗМОННЫЕ МЕТАМАТЕРИАЛЫ

М.Р. Щербаков, П.П. Вабищевич, А.А. Федянин 56

ФОТОГЕНЕРАЦИЯ СОЛИТОННЫХ РЕШЕТОК В УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБКАХ

М.Б. Белоненко¹, Н.Г. Лебедев², Н.Е. Мещерякова¹

¹Лаборатория Нанотехнологий Волгоградского Института Бизнеса

²Волгоградский Государственный Университет

1. Введение

Одну из ведущих ролей в качестве строительных блоков электроники XXI века начинают играть углеродные нанотрубки с их уникальными электронными и механическими свойствами. Известно, что нанотрубки обладают уникальными свойствами: очень высокой прочностью, проводимостью (полупроводниковой или металлической) и рядом других свойств, обуславливающих неограниченные возможности их применений, например в микроэлектронике. При помощи редукции к уравнению КдФ были исследованы нелинейные свойства углеродных нанотрубок, связанные с негармоничностью потенциала взаимодействия между соседними атомами углерода [1]. Однако остались вне рассмотрения нелинейные свойства нанотрубок вызванные сильным взаимодействием электронов, описываемых гамильтонианом Хаббарда, которая является одним из претендующих на описание эффектов высокотемпературной сверхпроводимости. Учет таких свойств приводит к появлению новых состояний электронной подсистемы – солитоноподобных решений для волновых функций электрона.

2. Основные уравнения

Гамильтониан задачи возьмем в традиционном виде, предложенном Хаббардом:

$$H = H_0 + H_{\text{int}},$$

где:

$$\begin{aligned} H_0 &= \sum_{pm\sigma} \varepsilon_{pm} a_{pm\sigma}^+ a_{pm\sigma} \\ H_{\text{int}} &= U \sum_{jk} a_{jk\sigma}^+ a_{jk\sigma} a_{jk-\sigma}^+ a_{jk-\sigma} \end{aligned} \quad (1)$$

где $a_{jk\sigma}^+$, $a_{jk\sigma}$ – операторы рождения, уничтожения электрона на $\{j, k\}$ – ом узле с спином σ , U – энергия кулоновского отталкивания электронов на одном узле, $U \approx 10 \text{ эВ}$; $a_{pm\sigma}^+$, $a_{pm\sigma}$ – операторы рождения, уничтожения электрона с импульсом $\{p, m\}$ и спином σ . Закон дисперсии для электронов в (1) будем брать для определенности для углеродных нанотрубок типа zigzag [2]:

$$\varepsilon_{pm} = \gamma \sqrt{1 + 4 \cos(ap) \cos(\pi n / M) + 4 \cos^2(\pi n / M)} \quad (2)$$

Здесь рассматривается нанотрубка типа (M,0), $a = 3b/2\hbar$, $b = 0.142$ нм расстояние между соседними атомами углерода в графене, $\gamma \approx 2.7$ эВ. В рассматриваемом нами случае индекс p характеризует импульс электрона вдоль оси нанотрубки, а m характеризует квантование квазиимпульса электрона, возникающее вследствие периодических граничных условий вдоль окружности нанотрубки $m = 0, 1, 2, \dots, M-1$.

Далее перейдем к длинноволновому пределу, считая, что характерный размер изменения волновой функции электрона вдоль оси нанотрубки много больше, чем расстояние между соседними гексагональными ячейками. Это подразумевает, что в гамильтониане H_0 мы должны ограничиться рассмотрением только случаев малых импульсов p . Фактически это соответствует рассмотрению выражения для ε_{pm} в виде:

$$\varepsilon_{pm} = \varepsilon_{0m} + \varepsilon_m a^2 p^2,$$

$$\varepsilon_{0m} = \gamma \sqrt{1 + 4 \cos(\pi m / M) + 4 \cos^2(\pi m / M)},$$

$$\varepsilon_m = -\gamma (1 + 4 \cos(\pi m / M) + 4 \cos^2(\pi m / M))^{-1/2} \cos(\pi m / M). \quad (3)$$

Окончательно получить для нашего эффективного гамильтониана следующее выражение:

$$H = H_0 + H_{\text{int}}$$

$$H_0 = \sum_{m\sigma} \int dx \left\{ \varepsilon_{0m} a_{m\sigma}^+ a_{m\sigma} - \frac{\varepsilon_m}{2} (a_{m\sigma}^+ \partial_x^2 a_{m\sigma} + \partial_x^2 a_{m\sigma}^+ a_{m\sigma}) \right\} \quad (4)$$

$$H_{\text{int}} = \frac{U}{M} \sum_{m_1 m_2} \int dx a_{m_1 \sigma}^+ a_{m_1 \sigma} a_{m_2 - \sigma}^+ a_{m_2 - \sigma}$$

Запишем для данного гамильтониана уравнение движения Гейзенберга для операторов и используем метод изложенный в [3]. Для гамильтониана (4) изложенный метод приводит к следующей системе уравнений:

$$i \frac{\partial \phi_{m\sigma}}{\partial t} = \varepsilon_{0m} \phi_{m\sigma} - \varepsilon_m \frac{\partial^2 \phi_{m\sigma}}{\partial x^2} + \frac{U}{M} \sum_{m_1 m_2} \phi_{m_1 \sigma} \phi_{m_2 - \sigma}^* \phi_{m - m_1 - m_2 - \sigma} \quad (5)$$

2. Модели примесей. Вероятность перехода под действием электромагнитной волны.

В качестве моделей примесей рассмотрим примеси двух типов: симметричные и асимметричные. В дальнейшем мы будем полагать, что электрическое поле электромагнитной волны направлено вдоль оси x совпадающей с осью нанотрубки. Вероятность перехода, т.е. вероятность рождения солитонной рождениа вследствие перехода электрона с примеси под действием электромагнитной волны:

$$W = \lim_{t \rightarrow \infty} \frac{\left| \partial \int_0^t M(t_1) dt_1 \right|^2}{\partial t}, \quad (6)$$

где матричный элемент перехода задается выражением: $M(t) = \int dx \phi(x, t) U \phi_e$, с оператором возмущения U , который в случае плоской электромагнитной волны, в рассматриваемой геометрии имеет вид: $U = Eqx \sin(\omega_1 t - k_1 x)$; q - заряд электрона, ω_1 и k_1 - частота и модуль волнового вектора электромагнитной волны, E - амплитуда. Проведенные расчеты показали, что генерация солитонных решеток происходит только с примесей, для которых волновая функция электрона локализованного на них несимметрична. При значительном превышении характерных пространственных размеров электромагнитной волны и солитонной решетки над размером области локализации примесного электрона возможна генерация солитонной решетки с достаточно произвольным пространственным периодом. При незначительном превышении характерных пространственных размеров электромагнитной волны и солитонной решетки над размером области локализации примесного электрона наиболее вероятно будут генерироваться солитонные решетки с пространственным периодом близким к длине электромагнитной волны.

ЛИТЕРАТУРА

1. M.B. Belonenko, E.V. Demushkina, N.G. Lebedev. Soliton lattices of Hubbard's electrons in carbon nanotubes. // Symposium and Summer School "Nano and Giga Challenges in Microelectronics. Research and Development Opportunities", Cracow, Poland, 2004. P. 152.
2. G.Ya. Slepyan, S.A. Maksimenko, V.P. Kalosha et al // Phys. Rev. A. 1999. V. 60. № 2. P. R777.
3. V.K. Fedyanin, V.G. Machankov. Nonlinear effects in quasi-one-dimensional models of condensed matter theory// Phys. Rep. 1984. V. 54. P. 1.

УПРАВЛЕНИЕ СОЛИТОННЫМИ РЕШЕТКАМИ ЭЛЕКТРОНОВ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ

М.Б. Белоненко¹, Н.Г. Лебедев², О.Ю. Тузалина²

¹Лаборатория нанотехнологий Волгоградского Института Бизнеса,
ул. Южно-Украинская, 2, г. Волгоград, 400075, Россия

²Волгоградский Государственный Университет,
ул. 2-я Продольная, 30, г. Волгоград, 400062, Россия

1. Введение.

Нанотрубки – это полые цилиндры микроскопического размера в длину и нескольких нанометров в диаметре, стенки которых состоят из одного или нескольких слоев атома углерода, образованных из шестичленных колец, стали в последнее время одним из основных объектов исследований. Отметим, что прогресс в исследованиях нанотубулярных форм углерода начинается с 1991 года с работы Ииджимы [1]. Особенный интерес, как и следовало, ожидать вызывают нелинейные свойства нанотрубок, как акустической, так и электромагнитной природы. В данной работе предполагается сосредоточить внимание на нелинейных свойствах нанотрубок вызванных сильным взаимодействием электронов, описываемых гамильтонианом Хаббарда и исследовать влияние на нелинейные свойства углеродных нанотрубок приложенного внешнего постоянного магнитного поля.

2. Основные уравнения

Рассмотрим электроны, локализованные на атомах углерода в рассматриваемой нами нанотрубке, которые могут совершать прыжки с атома углерода на соседний атом углерода, причем, два электрона локализованные на одном атоме испытывают сильное кулоновское отталкивание. Гамильтониан задачи возьмем в традиционном виде, предложенном Хаббардом [2]:

$$H = - \sum_{j\Delta\sigma} t_0 (a_{j+\Delta\sigma}^+ a_{j\sigma} + a_{j\sigma}^+ a_{j+\Delta\sigma}) + \mu \sum_{j\Delta} a_{j\sigma}^+ a_{j\sigma} + U \sum_j a_{j\sigma}^+ a_{j\sigma} a_{j+\sigma}^+ a_{j-\sigma} + \quad (1)$$

$$+ 2h \sum_{j\sigma} \sigma a_{j\sigma}^+ a_{j\sigma}$$

где $a_{j\sigma}^+, a_{j\sigma}$ - операторы рождения, уничтожения электрона на j -м узле ($j=\{i, k\}$) со спином σ ($\sigma = \pm 1/2$); t – интеграл перескока, $t_0 \approx 2\text{эВ}$; U – энергия кулоновского отталкивания электронов на одном узле, $U \approx 10\text{эВ}$; μ – химический потенциал, h -приложенное внешнее постоянное магнитное поле. Заметим, что гамильтониан записан в нерелятивистском пределе малых скоростей, поскольку оценки показывают, что скорость электронов

в углеродных нанотрубках меньше 10^4 м/с. Индексы i и k нумеруют атомы углерода в нанотрубке согласно обозначениям на рисунке 1.

Запишем для данного гамильтониана уравнение движения Гейзенберга для операторов:

$$i\dot{a}_{j\sigma} = [a_{j\sigma}, H] \quad (2)$$

и используем метод изложенный в [3]. Так, пробную волновую функцию нашей системы в момент времени t $|\psi(t)\rangle$ выберем в виде:

$$|\psi(t)\rangle = V(t)|\psi(0)\rangle = N^{-\frac{1}{2}} \sum_n \alpha_n(t) a_n^+ |0\rangle = \sum_n \varphi_n(t) a_n^+ |0\rangle, \quad (3)$$

$$|\psi(0)\rangle = N^{-\frac{1}{2}} \sum_n a_n^+ |0\rangle.$$

и квадрат модуля функции $\varphi_n(t)$ определяет вероятность обнаружения электрона в момент времени t на узле n .

Полученные уравнения движения умножим на бра и кет вектора следующим образом:

$$i \frac{\partial}{\partial t} \langle 0 | a_f(t) | \psi(0) \rangle = \langle 0 | [a_f, H] | \psi(0) \rangle,$$

и произведем согласно [4] следующее расщепление:

$$\begin{aligned} \langle 0 | a_k^+ a_k a_f | \psi(0) \rangle &= \langle 0 | a_f | \psi(0) \rangle - \langle 0 | a_k a_k^+ a_f | \psi(0) \rangle \longrightarrow \\ &\longrightarrow \langle 0 | a_f | \psi(0) \rangle - \langle 0 | a_k | \psi(0) \rangle \langle 0 | a_k^+ | \psi(0) \rangle \langle 0 | a_f | \psi(0) \rangle \end{aligned} \quad (4)$$

Вспоминая теперь, что $\langle 0 | a_f | \psi(0) \rangle = \varphi_f$, $\langle \psi(0) | a_f^+ | 0 \rangle = \varphi_f^*$, получаем искомые уравнения движения в замкнутой форме. Данные уравнения можно получить и из условия минимума энергии для гамильтониана (1) с пробной функцией вида (2). Далее в работе будут рассматриваться углеродные нанотрубки предельно малого радиуса. Предельно малый радиус здесь будет пониматься в том смысле, что в направлении вдоль окружности углеродной нанотрубки нельзя будет переходить к континуальному пределу. Отметим, что подобное разбиение приводит к тому, что наши уравнения будут Лоренц инвариантными, где роль скорости света будет играть величина $t_0 \cdot a$ (a -постоянная решетки, $a = 0,142$ нм). В то же время особенность предлагаемого нами подхода в том, что считается, что вдоль оси нанотрубки характерные размеры, на которых существенно меняются величины $\varphi_{j\sigma}$, $\psi_{j\sigma}$, много больше расстояния между атомами углерода и, следовательно, можно сделать континуальное приближение:

$$\varphi_{ik\pm 1\sigma} = \varphi_{ik\sigma} \pm a \frac{\partial \varphi_{ik\sigma}}{\partial z} + \dots, \quad \psi_{ik\pm 1\sigma} = \psi_{ik\sigma} \pm a \frac{\partial \psi_{ik\sigma}}{\partial z} + \dots$$

Окончательно получившиеся уравнения будут иметь вид:

$$\begin{aligned}
 i\dot{\phi}_{j\sigma} &= -t(\psi_{j\sigma} + \psi_{j-1\sigma} + a\frac{\partial}{\partial z}\psi_{j-1\sigma} + a\frac{\partial}{\partial z}\psi_{j+1\sigma}) + 2h\phi_{j\sigma} + \\
 &+ \mu\phi_{j\sigma} + U\phi_{j\sigma}|\phi_{j-\sigma}|^2, \\
 i\dot{\psi}_{j\sigma} &= -t(\phi_{j\sigma} + \phi_{j-1\sigma} - a\frac{\partial}{\partial z}\phi_{j-1\sigma} - a\frac{\partial}{\partial z}\phi_{j+1\sigma}) + 2h\psi_{j\sigma} + \\
 &+ \mu\psi_{j\sigma} + U\psi_{j\sigma}|\psi_{j-\sigma}|^2;
 \end{aligned} \tag{5}$$

3. Заключение.

Численные расчеты показали, что:

В нанотрубках образуются регулярные решетки солитонов, которые образуют регулярную структуру, которая фактически является доменной. Вид образующихся солитонных решеток определяется тем, больше ли их скорость v скорости «линейных возбуждений» в модели Хаббарда $2t_0a$.

При включении магнитного поля начинает появляться дополнительная «модуляция» формы солитонной решетки. Глубина модуляции солитонной решетки периодически зависит от величины приложенного внешнего постоянного магнитного поля. Это позволяет, в частности, путем изменения внешнего постоянного поля создавать решетки плотности электронов углеродных нанотрубок, что является перспективным для применения в устройствах магнитооптики. Доменами здесь являются области с различной плотностью электронов. Существование регулярной периодической структуры приводит при движении вдоль такой структуры дополнительного электрона к квантованию его энергии (в силу теоремы Флоке). Подобное квантование приводит к наличию дополнительных энергетических уровней в спектрах углеродных нанотрубок. Также подобное квантование может привести к подавлению электрон-фононного взаимодействия (если уровни энергии будут достаточно разделены с фононным спектром) и увеличению проводимости углеродных нанотрубок.

ЛИТЕРАТУРА

1. S. Iijima // Nature. 1991. V. 354. P. 56.
2. Ю.А. Изюмов, М.И. Кацнельсон, Ю.Н. Скрябин "Магнетизм коллективизированных электронов" М.: Физматлит, 1994. 368 с.
3. V.K. Fedyanin, V.G. Machankov. Nonlinear effects in quasi-one-dimensional models of condensed matter theory// Phys. Rep. 1984. V. 54.
4. М.Б. Белоненко, Демушкина Е.В. Лебедев Н.Г. Солитонные решетки электронов углеродных нанотрубок // Химическая Физика. 2006. Т. 25, № 6. С. 75.

ЛОКАЛИЗОВАННЫЕ ЗАМЕДЛЕННЫЕ ВОЛНЫ В РЕШЕТКАХ ИЗ РЕЗОНАНСНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

Н.В. Ильин¹, А.И. Смирнов¹, И.Г. Кондратьев²

¹Институт прикладной физики РАН

²Нижегородский госуниверситет им. Н.И. Лобачевского

Современные композитные материалы (метаматериалы) позволяют реализовывать искусственные резонансные среды, в которых отдельные компоненты тензоров диэлектрической ($\hat{\epsilon}$) и магнитной ($\hat{\mu}$) проницаемостей способны принимать отрицательные значения, что уже сейчас открывает широкие перспективы для разработки принципиально новых волноведущих устройств в микроволновом, терагерцовом и даже оптическом частотных диапазонах.

Как известно [1], слои из метаматериалов способны поддерживать локализованные замедленные волны, в том числе и обратные. Такие волны широко используются на практике в генераторах и усилителях СВЧ диапазона (лампа обратной волны - ЛОВ). Однако, чисто металлические конструкции гашения «нулевой» пространственной гармоники (типа бифилярная спираль, гребенка «зуб в зуб») не позволяют создавать замедляющие системы на терагерцах и в оптике. С помощью метаматериалов можно преодолеть эту трудность.

Пределом слоя из метаматериала при стремлении его толщины к нулю является плоская однослойная решетка из резонансных элементов [2]. Когда линейные размеры этих элементов много меньше длины волны, их можно описывать диполями с резонансной зависимостью поляризуемости от частоты. В случае изотропного метаматериала с одновременно отрицательными диэлектрической и магнитной проницаемостями при переходе к решетке, фактически, в каждом узле решетки размещены сразу 6 диполей: 3 электрических, 3 магнитных, которые попарно направлены вдоль осей координат. Однако понять основные особенности электродинамики подобных систем возможно и на решетках, в узлах которых находится по одному диполью с вполне определенной ориентацией. Можно условно выделить три основных типа решеток (см. рис.1):

1. диполи лежат в плоскости решетки и ориентированны вдоль направления распространения волны;
2. диполи лежат в плоскости решетки и ориентированны поперек направления распространения волны;
3. диполи перпендикулярны плоскости решетки.

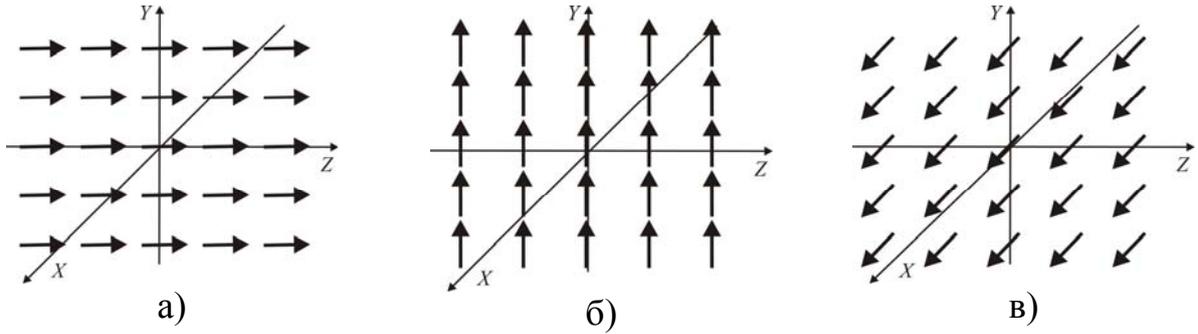


Рис. 1. Регулярные решетки из элементарных диполей.

Для нахождения дисперсионных характеристик волн, поддерживаемых такими решетками, нужно решить задачу о действующем поле. Для определенности будем считать, что решетка состоит из магнитных диполей, размещенных в узлах квадратной сетки с периодом l . Тогда в случае поверхностной волны, распространяющейся вдоль оси z с замедлением $\zeta = h/k$, действующее на магнитные диполи поле записывается в виде $\mathbf{H}_D(z=l, x=0) = \mathbf{H}_D(z=0, x=0) \exp(ihl)$, где:

$$\mathbf{H}_D(z=0, x=0) = \sum_{\substack{n,m \\ n=m \neq 0}} \mathbf{H}_{nm}(\mathbf{M}_{nm}(\mathbf{H}_D)) \quad (1)$$

Здесь \mathbf{H}_{nm} – напряженность магнитного поля, создаваемого в точке $(x=y=z=0)$ диполем с моментом \mathbf{M}_{nm} , расположенным в узле решетки $(z_m=ml, y_n=nl)$. При этом для \mathbf{M}_{nm} справедливо следующее представление:

$$\begin{aligned} M_{nm}^x(\mathbf{H}_D) &= \alpha_M(\omega) H_D^x \exp(ihml), \\ M_{nm}^y(\mathbf{H}_D) &= \alpha_M(\omega) H_D^y \exp(ihml), \\ M_{nm}^z(\mathbf{H}_D) &= \alpha_M(\omega) H_D^z \exp(ihml). \end{aligned} \quad (2)$$

Пусть коэффициент поляризуемости для диполя $\alpha_M(\omega)$ имеет следующую резонансную зависимость от частоты:

$$\alpha_M(\omega) = \frac{A\omega^2}{\omega_{om}^2 - \omega^2}, \quad (3)$$

После подстановки поля диполя в выражения для действующего поля получаем дисперсионные соотношения для волн, поддерживаемых различными решетками:

$$1 = \alpha_M(\omega) \sum_{\substack{n,m \\ n=m \neq 0}} \left(\left(1 - \frac{m^2}{n^2 + m^2} \right) \frac{(kl)^2}{l^3 \sqrt{n^2 + m^2}} + \left(\frac{3m^2}{n^2 + m^2} - 1 \right) \left(\frac{ikl}{l^3(n^2 + m^2)} + \frac{1}{l^3(\sqrt{n^2 + m^2})^3} \right) \right) \times \exp(-ikl(\sqrt{n^2 + m^2}) - ihml) \quad (4a)$$

$$1 = \alpha_M(\omega) \sum_{\substack{n,m \\ n=m \neq 0}} \left(\left(1 - \frac{n^2}{n^2 + m^2} \right) \frac{(kl)^2}{l^3 \sqrt{n^2 + m^2}} + \left(\frac{3n^2}{n^2 + m^2} - 1 \right) \left(\frac{ikl}{l^3(n^2 + m^2)} + \frac{1}{l^3(\sqrt{n^2 + m^2})^3} \right) \right) \times \exp(-ikl(\sqrt{n^2 + m^2}) - ihml) \quad (4b)$$

$$1 = \alpha_M(\omega) \sum_{\substack{n,m \\ n=m \neq 0}} \left(\frac{(kl)^2}{l^3 \sqrt{n^2 + m^2}} - \frac{ikl}{l^3(n^2 + m^2)} - \frac{1}{l^3(\sqrt{n^2 + m^2})^3} \right) \exp(-ikl(\sqrt{n^2 + m^2}) - ihml) \quad (4b)$$

Данные дисперсионные уравнения соответствуют трем типам решеток: а) $\rightarrow 1$, б) $\rightarrow 2$, в) $\rightarrow 3$. На рис.2 приведены зависимости замедления от частоты для различных типов решеток при следующих фиксированных параметрах $k_0 l = 0.5$ $A/l^3 = 0.01$.

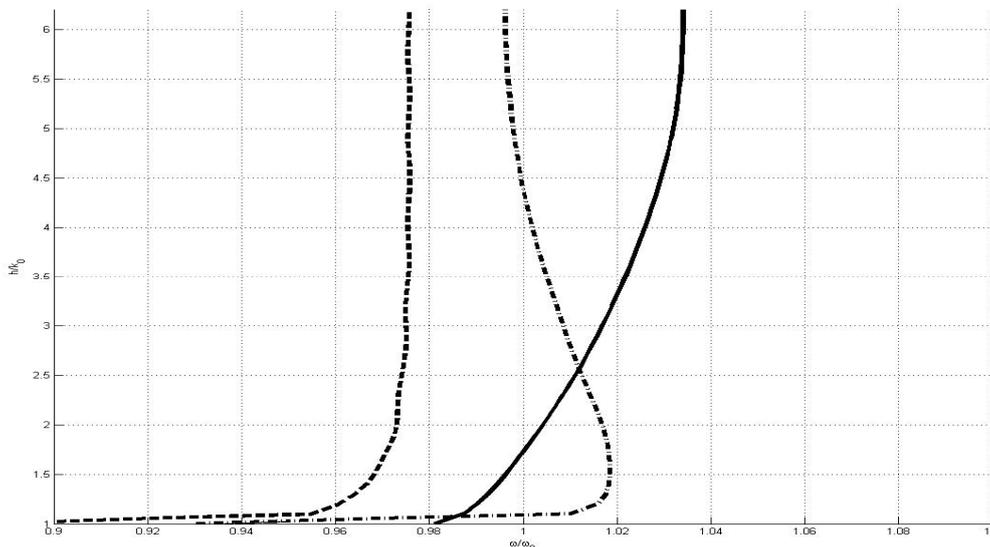


Рис. 2. Дисперсионные характеристики для различных решеток. Сплошная - 1 тип, пунктирная - 2 тип, штрихпунктирная - 3 тип.

В двух первых случаях волны всегда прямые. В третьем случае, когда диполи лежат поперек плоскости, волна может быть обратной.

В механизме реализации обратной волны в дискретных системах ключевую роль играют квазистатические поля. В системе взаимодействующих поперечно расположенных диполей присутствуют замкнутые линии вектора Пойтинга, которые, в зависимости от сдвига фазы, могут перезамыкаться на соседние диполи, тем самым, передавая энергию в направлении против фазовой скорости. Ввиду ограниченности объема тезисов, соответствующие картинки не приводятся.

Таким образом, в данной работе проанализированы дисперсионные свойства волн решеток из резонансных элементов различной ориентации. Показано, что в случае поперечного расположения диполей может реализоваться обратная волна. Подробно рассмотрен механизм образования обратной волны.

ЛИТЕРАТУРА

1. I.V. Shadrivov, A.A. Sukhorukov, and Y.S. Kivshar // Phys. Rev. E., 2003. V. 67. P. 057602
2. Н.В. Ильин, И.Г. Кондратьев, А.И. Смирнов // Изв. вузов «Радиофизика». 2006. Т. XLIX, №7. С. 618.

ВОЛНОВЫЕ ЭФФЕКТЫ В АКУСТИЧЕСКИХ СРЕДАХ С ОТРИЦАТЕЛЬНЫМ ПОКАЗАТЕЛЕМ ПРЕЛОМЛЕНИЯ

В.А. Буров, К.В. Дмитриев, С.Н. Сергеев
Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова

Появление сообщений об экспериментальном создании "левых" сред – метаматериалов, обладающих отрицательным показателем преломления для электромагнитных волн, вызвало большой интерес к этим средам. Теоретически левые среды были впервые рассмотрены в [1], где также приводился ряд связанных с ними эффектов, имеющих практический интерес. Сущность рассмотрения сводилась к изучению системы уравнений Максвелла для плоской монохроматической волны с волновым вектором \mathbf{k} в однородной среде с диэлектрической проницаемостью ϵ и магнитной проницаемостью μ . Векторы \mathbf{E} , \mathbf{H} и \mathbf{k} образуют правую или левую тройку, в зависимости от знака ϵ и μ . Таким образом вводилась терминология левых и правых сред в электродинамике.

Целью представляемой работы является рассмотрение аналогичных сред в акустике жидких сред и изучение их свойств. Оказывается невозможным использовать формализм, развитый в электродинамике, так как акустические волны являются продольными. Возникают чисто терминологические трудности, связанные с названием акустических сред. Поскольку термин "левые среды", удобный для описания распространения "тройки векторов" электромагнитной волны, становится неудачным в акустике, то далее будет использоваться термин "отрицательные среды". Характеризовать акустическую среду как отрицательную, можно, основываясь на наблюдении в акустических волнах всего комплекса явлений, который имеет место для электродинамических левых сред.

В качестве описывающих среду параметров, аналогичных ϵ и μ , были выбраны плотность вещества ρ и величина $\eta = 1/\kappa$, обратная сжимаемости κ . Одновременная смена знаков величин ρ и η приводит к тому, что среда становится отрицательной. Поскольку в волновое уравнение и, в монохроматическом случае, в уравнение Гельмгольца эти величины входят в виде произведения, то одновременное изменение их знаков не отразится на решении. Поэтому рассмотрение необходимо производить на основе анализа уравнений гидродинамики, которые в пренебрежении нелинейностью и затуханием имеют вид

$$\rho \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{v} + \nabla p = \mathbf{f}; \quad \eta \frac{\partial}{\partial t} p + \nabla \mathbf{v} = \varphi, \quad (1)$$

где p – акустическое давление, \mathbf{v} – колебательная скорость, \mathbf{f} и φ – векторные и скалярные источники поля, соответственно. В матричной форме для монохроматического случая система (1) запишется как

$$\begin{pmatrix} \nabla & -i\omega\eta \\ -i\omega\rho & \nabla \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mathbf{v} \\ p \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \varphi \\ \mathbf{f} \end{pmatrix}; \quad (2)$$

временная зависимость $\sim \exp(-i\omega t)$.

Произвольную акустическую конфигурацию среды можно интерпретировать как фоновую среду с параметрами ρ_0 и η_0 , имеющую положительные или отрицательные возмущения $\rho'(\mathbf{r})$ и $\eta'(\mathbf{r})$, которые играют роль рассеивателей (не обязательно слабых). Тогда построение поля в системе возможно на основе знания поля в среде без возмущений. Для расчёта волновых полей в таких конфигурациях был построен матричный аналог уравнения Липпмана-Швингера для системы (2):

$$\begin{pmatrix} \mathbf{v} \\ p \end{pmatrix} = \left[\hat{E} + \hat{G} \begin{pmatrix} 0 & -i\omega\eta' \\ -i\omega\rho' & 0 \end{pmatrix} \right]^{-1} \begin{pmatrix} \mathbf{v}_0 \\ p_0 \end{pmatrix}, \quad (3)$$

где \hat{E} – единичная матрица; $\hat{G} \equiv \begin{pmatrix} \nabla & i\omega\rho_0 \\ i\omega\eta_0 & \nabla \end{pmatrix} G$, $G(\mathbf{r}-\mathbf{r}')$ – функция

Грина уравнения Гельмгольца, аналитический вид которой хорошо известен; \mathbf{v}_0 и p_0 – колебательная скорость и акустическое давление в невозмущенной среде. Предлагаемый метод применим к системам любой пространственной размерности, содержащим как положительные, так и отрицательные рассеиватели.

Для отработки подхода вначале выполнялся численный расчет полей для положительных сред, а затем и для моделей, в которых проявляются свойства отрицательных сред. Численное моделирование позволило наблюдать предсказанные эффекты в средах с одновременно отрицательными $\rho(\mathbf{r})$ и $\eta(\mathbf{r})$. Используемый метод не позволяет моделировать объекты бесконечных размеров, что приводит к появлению граничных условий и неизбежных следствий в виде отражений и образования стоячих волн.

При падении пучка на пластину из отрицательного материала наблюдается отрицательное преломление (рис. 1; изображено $\text{Re } p$). Равенство углов падения и преломления проявляется в симметрии картины волновых фронтов. Длина волны внутри пластинки остается равной λ_0 . Отраженная волна при этом отсутствует. Таким образом, показано, что из одновременной отрицательности ρ и η в акустической среде следует комплекс явлений, характерный для левых сред в электродинамике.

Случай идеально согласованной с фоном отрицательной среды представляет особый интерес, так как плоскопараллельная пластина из такого вещества становится фокусирующей линзой (рис. 2) и, как

отмечалось в ряде работ, с ее помощью можно превзойти дифракционный предел, что объясняется в [2] усилением отрицательной средой нераспространяющейся компоненты поля источника. Для исследования разрешающей способности пластины, используемой в качестве линзы, при моделировании строились два сечения распределения $|v|$: продольное, т. е. вдоль линии, соединяющей центры источника и фокальных пятен, и перпендикулярное ему сечение, проходящее через центр внешнего (по отношению к пластине) фокуса. Показано, что разрешающая способность как в продольном, так и в поперечном направлении определяется апертурой линзы и дискретизацией. Фокус, полученный с помощью линзы того же размера из положительного вещества с переменным показателем преломления, оказался существенно более размытым.

Важна роль шага дискретизации. Это имеет практический смысл, так как реальные метаматериалы являются дискретными средами. При численном моделировании включений из отрицательной среды с дискретизацией реже, чем $\lambda_0/5$ картина поля становилась неустойчивой, и требовалась дополнительная регуляризация. Для положительной среды оказывалась достаточной дискретизация $\lambda_0/3$.

Обсуждаются пути практической реализации отрицательных акустических сред.

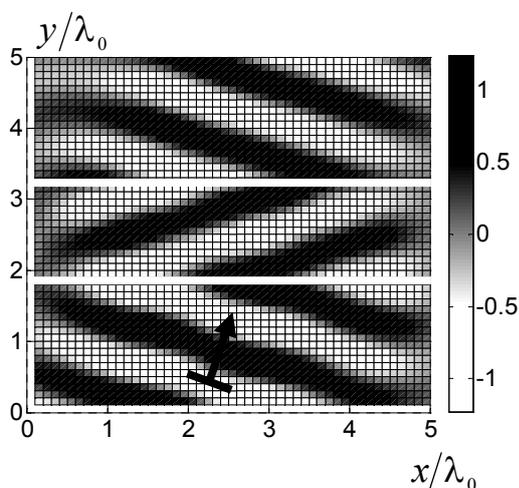


Рис. 1. Отрицательное преломление плоской волны в пластине; стрелкой обозначено направление падения волны.

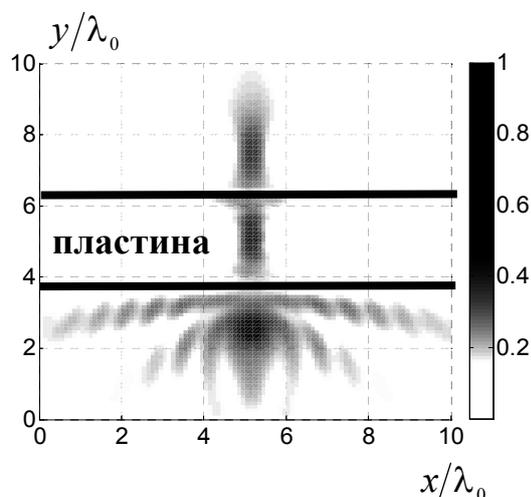


Рис. 2. Линзирование поля точечного источника плоской пластиной.

ЛИТЕРАТУРА

1. В.Г. Веселаго // УФН. 1967. Т. 92. № 3. С. 517.
2. К.Ю. Блюх, Ю.П. Блюх // УФН. 2004. Т. 174. № 4. С. 439.

НЕЛИНЕЙНЫЕ ИМПУЛЬСЫ В СЛОИСТОЙ ВОЛНОВОДНОЙ СТРУКТУРЕ, СОДЕРЖАЩЕЙ СЛОЙ МЕТАМАТЕРИАЛА И ТОНКУЮ ПЛЕНКУ СВЕРХПРОВОДНИК-ДИЭЛЕКТРИК

М.В. Головкина

Поволжская государственная академия телекоммуникаций и информатики

Использование нелинейных свойств различных сред позволяет существенно расширить функциональные возможности волноводных структур с нелинейными средами в виде слоев или пленок. Комбинация нелинейной и сверхпроводящей пленок может формировать нелинейные солитоноподобные импульсы, взаимодействующие с вихревой структурой в сверхпроводнике, параметрами которых можно управлять.

Рассмотрим волноводную структуру, содержащую двухслойную тонкую пленку сверхпроводник – нелинейный диэлектрик на примере прямоугольного волновода с кусочно - неоднородным заполнением полости структуры слоями метаматериала и диэлектрика. Пусть тонкая пленка сверхпроводника второго рода в резистивном состоянии и тонкая пленка диэлектрика с нелинейностью типа Керра расположены в плоскости yOz параллельно узким стенкам прямоугольного волновода (рис.1). Волновод заполнен слоем метаматериала с отрицательным значением показателя преломления ($\epsilon_1 < 0$, $\mu_1 < 0$) и слоем диэлектрика с линейными параметрами ($\epsilon_2 > 0$, $\mu_2 > 0$). Внешнее магнитное поле \mathbf{B} направлено перпендикулярно границам раздела слоев вдоль оси Ox , транспортный ток в сверхпроводнике параллелен оси Oy . Толщина сверхпроводящей пленки $t \ll \lambda$, где λ – лондоновская глубина проникновения магнитного поля в сверхпроводник, толщина пленки диэлектрика $\delta \ll \Lambda$, где Λ – длина волны.

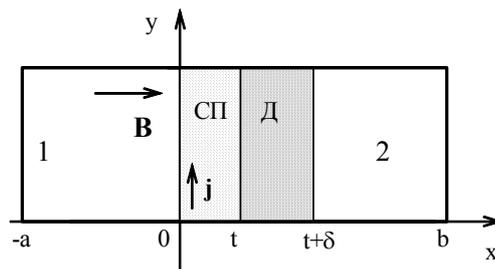


Рис. 1. Прямоугольный волновод с двойной пленкой сверхпроводник - диэлектрик

Учтем наличие тонкого слоя сверхпроводника в смешанном состоянии введением специального граничного условия [1]

$$H_z(x=0) - H_z(x=t) = \frac{\mu_0 \eta t}{B\Phi_0 \beta} \left(\omega - \frac{j_{y0} \Phi_0}{\eta} \beta \right) H_x(x=0), \quad (1)$$

где η – коэффициент вязкости магнитного вихря, j_{y0} – плотность транспортного тока в сверхпроводнике, β – продольное волновое число, Φ_0 – квант магнитного потока. Граничные условия для двухслойной тонкой пленки сверхпроводник – нелинейный диэлектрик с нелинейностью типа Керра приведены в работе [2].

Рассмотрим Н-волну с компонентами H_x , H_z , E_y , которая эффективно взаимодействует с вихревой структурой в сверхпроводнике. Слои метаматериала и диэлектрика, примыкающие к пленочной структуре с нелинейными параметрами, описываются тензорами входных импедансов Z_1 и Z_2 . Использование граничных условий дает уравнение для искомой функции распределения электрической компоненты поля $E_y(z, t)$ в плоскости пленочной структуры и ее преобразования Фурье $E_y(\omega, \beta)$, которое, следуя [2], представим в виде

$$\int_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} \int (2\pi)^{-2} d\omega d\beta R(\omega, \beta) E_y(\omega, \beta) \exp[i(\omega t - \beta z)] = \frac{\partial}{\partial t} (P_N(E_y)), \quad (2)$$

где $P(E)$ – вектор нелинейной поляризации диэлектрической пленки. Решение уравнения (2) ищем в виде высокочастотного импульса $E_y(z, t) = e(z, t) \exp[i(\omega_0 t - \beta_0 z)]$ с частотой несущей ω_0 и соответствующего ей волнового числа β_0 с медленно меняющейся амплитудой $e(z, t)$. В результате получаем нелинейное дифференциальное уравнение для функции огибающей высокочастотного сигнала $e(z, t)$, представляющее собой обобщение нелинейного уравнения Шредингера. В зависимости от знака коэффициента α_3 в разложении вектора нелинейной поляризации его решением является функция синуса или косинуса амплитуды

$$e(z, t) = E_s \operatorname{cn}(Z, k) \text{ или } e(z, t) = E_s \operatorname{sn}(Z, k), \quad (3)$$

описывающая решетку нелинейных импульсов. Здесь E_s – амплитуда импульса, $k = (0, 1)$, $Z = \tau_s^{-1}(t - z/v)$, τ_s – длительность импульса. Скорость v полученных импульсов определяется соотношением [2]

$$v = \left[\frac{\partial R(\omega = \omega_0, \beta = \beta_0)}{\partial \beta} \left(- \frac{\partial R(\omega = \omega_0, \beta = \beta_0)}{\partial \omega} \right) + i 2\pi \delta k^{-2} \alpha_3 E_s^2 (2k^2 - 1) \right]^{-1}. \quad (4)$$

Таким образом, в работе показана возможность образования в рассматриваемой волноводной структуре нелинейных импульсов, параметры которых зависят от амплитуды импульсов E_s и от дисперсионных характеристик волноводной структуры $R(\omega, \beta)$, проведен аналитический расчет функции $R(\omega, \beta)$. В результате численных расчетов установлено, что с ростом амплитуды импульсов их скорость возрастает, а длительность уменьшается, что характерно для солитонов в безграничных средах. По сравнению с волноводной структурой, имеющей заполнение в виде обычных диэлектриков, скорость импульсов в структуре со слоем метаматериала уменьшается, что объясняется тем, что потоки энергии в слоях диэлектрика и метаматериала с отрицательным значением показателя преломления имеют разное направление, что и приводит к уменьшению результирующей скорости распространения импульса [3].

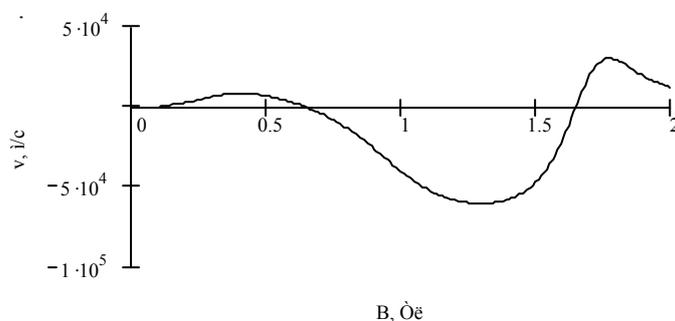


Рис. 2. Зависимость скорости импульсов от величины внешнего магнитного поля.

Параметрами импульсов в исследуемой структуре можно управлять, меняя плотность транспортного тока в слое сверхпроводника, а также величину внешнего магнитного поля (рис. 2). Из рисунка 2 хорошо видно, что в зависимости от величины магнитного поля B меняется не только величина скорости, но и направление распространения импульса. Причиной такого поведения является взаимодействие импульса с движущейся решеткой вихрей Абрикосова в слое сверхпроводника. Наличие слоя метаматериала уменьшает скорость импульса, что приводит к более эффективному взаимодействию импульса с вихревой структурой.

ЛИТЕРАТУРА

1. А.Г. Глущенко, М.В. Головкина // Письма в ЖТФ. 1998. Т. 24. Вып. 1. С. 9.
2. А.Г. Глущенко, М.В. Головкина // Физика волновых процессов и радиотехнические системы. 2006. Т. 9. № 2. С. 12.
3. М.В. Golovkina // Metamaterials 2007 - First International Congress. 22-24 October 2007. Rome. Italy. P. 377.

ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ЩЕЛЕВЫХ КРЕМНИЕВЫХ СТРУКТУР

Д.А. Мамичев¹, В.Ю. Тимошенко¹, Е.В. Астрова²

¹Московский Государственный Университет им. М.В. Ломоносова (физический факультет), 119992 Москва, Россия

²Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук, 194021 Санкт-Петербург, Россия

В связи с быстро растущими требованиями к объему и скорости передаваемой информации, разработка методов передачи ее оптическим путем является актуальной задачей. Так как кремний – базовый материал стандартной электроники, то весьма актуальной является задача совмещения кремниевых электрических и оптических элементов в рамках одной интегральной схемы. Однако высокая изотропия линейных оптических свойств кристаллического кремния (*c*-Si) ограничивает возможности его использования для решения данной задачи, а также в целом в фотонике. Выходом из такой ситуации может быть формирование на основе кремния анизотропных микроструктур, которые могут привести к значительной оптической анизотропии, требуемой для управления светом. Варьируя условия формирования этих структур можно создавать анизотропные кремниевые структуры с заданными оптическими характеристиками.

В данной работе были исследованы оптические свойства щелевых кремниевых структур (ЩКС), состоящих из последовательности полостей (щелей) и кремниевых слоев (см. рис. 1). Были исследованы структуры с периодами $d=4-7$ мкм, толщиной кремниевых стенок $d_{Si}=1-2.5$ мкм и глубиной щелей $h=15-60$ мкм. ЩКС формировались методом анизотропного химического травления в растворе КОН пластин *c*-Si *n*-типа проводимости (удельное сопротивление $\sim 30-100$ Ом·см) с ориентацией поверхности (110) и толщиной около 200 мкм [1]. При этом в полученных структурах кремниевые стенки были ограничены кристаллографическими плоскостями (111).

Измерения спектров пропускания ЩКС проводились в диапазоне $30 - 10000$ см⁻¹. Спектры пропускания снимались при нормальном падении поляризованного света на образец. При этом вектор электрического поля падающей волны был ориентирован либо перпендикулярно, либо параллельно щелям. Измерения спектров

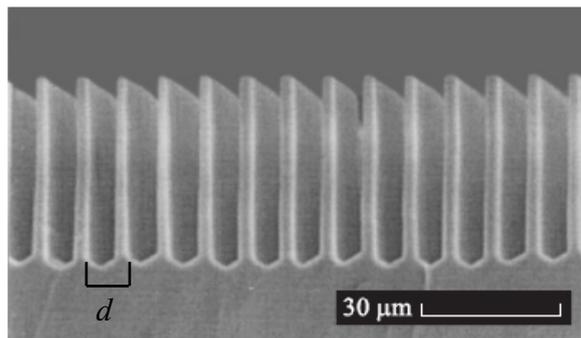


Рис. 1. Изображение ЩКС в сканирующем электронном микроскопе (сечение перпендикулярно щелям).

комбинационного рассеяния света (КРС) в ЩКС проводились при возбуждении излучением Ar^+ лазера ($\lambda=0.514$ мкм), He-Ne лазера 0.633 мкм ($\lambda=0.633$ мкм) и Nd:YAG лазера ($\lambda=1.064$ мкм). Использовалось циркулярно поляризованное излучение. Для измерений КРС использовалась геометрия обратного рассеяния света при падении излучения нормально к поверхности образца. Интенсивность излучения, падающего на образец, составляла 0.5–50 Вт/см².

Ранее было установлено, что при освещении ЩКС светом с длиной волны близкой к периоду структуры со стороны боковой грани эта структура представляет собой одномерный фотонный кристалл [2].

В нашей работе было установлено, что при освещении ЩКС излучением с длиной волны много больше периода ЩКС (дальний инфракрасный (ИК) диапазон), падающим нормально к поверхности структуры, данный материал является отрицательным одноосным двулучепреломляющим кристаллом с оптической осью направленной по нормали к плоскости щелей [3]. Показано, что ЩКС обладают значительной анизотропией оптических свойств в дальнем ИК диапазоне. Величина двулучепреломления достигает значений $\Delta n=0.77$, что значительно превышает двулучепреломление естественных кристаллов, например исландского шпата ($\Delta n=0.172$). Поскольку кремний в линейном приближении является изотропным оптическим материалом, то двулучепреломление ЩКС вызвано анизотропией формы составляющих ее элементов (кремниевых слоев и щелей). Следует сказать, что как фотонно-кристаллические свойства, так и двулучепреломление ЩКС обусловлены эффектами локальных электрических полей, которые проявляются при распространении света в такой диэлектрически неоднородной структуре. При этом еще более заметного влияния локальных электрических полей можно ожидать для ЩКС, например, при КРС.

Было обнаружено, что для ЩКС наблюдается значительное усиление стоксовой и антистоксовой компонент рассеяния по сравнению с подложкой [4], как показано на рис. 2. Данное усиление наблюдалось при возбуждении светом с $\lambda=1.064$ мкм т. е. для длины волны сравнимой с характерными толщинами кремниевых слоев в структуре. Форма и положение линии рассеяния на частоте $\omega_s = 520.5$ см⁻¹ в ЩКС и подложке совпадают,

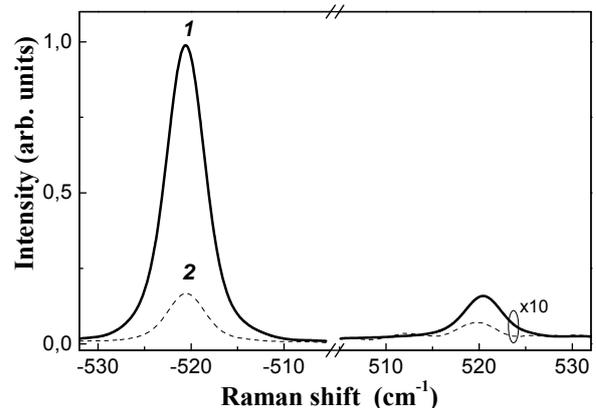


Рис. 2. Спектры рамановского рассеяния света в образце ЩКС (1) и для кристаллического кремния (2) при возбуждении циркулярно поляризованным светом с длиной волны 1.064 мкм.

однако интенсивность сигнала для ЩКС возрастает в 7 раз. Эксперименты показали, что при возбуждении светом с длинами волн 0.514 и 0.633 мкм сигналы как стоксовой, так и антистоксовой компонент рамановского рассеяния света для ЩКС были близки к таковым для подложки. Фиксируемое усиление интенсивности стоксовой компоненты и рост отношения интенсивностей стоксовой и антистоксовой в ЩКС при возбуждении светом с $\lambda=1.064$ мкм могут быть вызваны эффектами частичной локализации света в кремниевых стенках. В этом случае они играют роль волноводов, по которым распространяется падающее и рассеянное излучение. В результате многократного отражения света происходит увеличение эффективного объема среды, взаимодействующей с излучением, что приводит к увеличению сигнала КРС в ЩКС. Помимо этого, было обнаружено, что интенсивности линий рамановского рассеяния для веществ, адсорбированных в полости ЩКС, резко возрастают (до 30 раз) по сравнению с интенсивностями аналогичных линий от объемного слоя такой же толщины.

Таким образом, в нашей работе показано, что ЩКС обладают значительной величиной двулучепреломления в дальнем ИК диапазоне, величина которого может достигать значений $\Delta n=0.77$. Обнаружено многократное усиление КРС в ЩКС при возбуждении светом с длиной волны близкой к толщине кремниевых стенок, что можно объяснить эффектами частичной локализации света в кремниевых стенках, которые играют роль волноводов для падающего и рассеянного излучения. Данный эффект может быть использован для анализа локальных колебаний молекул, адсорбированных на поверхности ЩКС, для создания газовых сенсоров, а также понижения порога вынужденного рамановского рассеяния, что может найти свое применение для улучшения параметров рамановского лазера на кремнии.

Работа выполнена на оборудовании Центра коллективного пользования научным оборудованием физического факультета МГУ им. М.В. Ломоносова, поддержана грантами РФФИ №№ 05-02-16735, 06-02-16960, 06-02-90879 и INTAS (проект 05-104-7656).

ЛИТЕРАТУРА

1. D.L. Kendall // Ann. Rev. Mater. Sci. 1979. V. 9. P. 373.
2. В.А. Толмачев, Л.С. Границына, Е.Н. Власова, Б.З. Волчек, А.В. Нащекин, А.Д. Ременюк, Е.В. Астрова // ФТП. 2002. Т. 36. № 8. С. 996.
3. Е.В. Астрова, T.S. Perova, В.А. Толмачев, А.Д. Ременюк, J. Vij, A. Mooge // ФТП. 2003. Т. 37. № 4. С. 417.
4. А.В. Зотеев, Л.А. Головань, Е.Ю. Круткова, А.В. Лактюнькин, Д.А. Мамичев, П.К. Кашкаров, В.Ю. Тимошенко, Е.В. Астрова, Т.С. Перова // ФТП. 2007. Т. 41. № 8. С. 989.

ЧЕТЫРЕХВОЛНОВОЕ СМЕШЕНИЕ С ЗАДЕРЖКОЙ ВО ВРЕМЕНИ В ПЛОТНОМ АНСАМБЛЕ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК

Л.В. Деменцова, Н.Н. Рубцова, Г.А. Русецкий, О.Х. Хасанов

БГУ, 220050, Минск, пр-кт Независимости, 4

*Институт физики полупроводников, СО РАН, 630090, Новосибирск, пр-кт Академика
Лаврентьев, e-mail: rubtsova@isp.nsc.ru*

*ГО НПЦ НАН Беларуси по материаловедению,
22072, Минск, ул. П. Бровки 17; e-mail: grischika@tut.by*

Интерес исследователей к квантовым точкам (КТ) вызван огромным потенциалом их использования в прикладных задачах, например, в качестве активной среды в лазере с двойной гетероструктурой. Сочетание таких свойств КТ, как большой дипольный момент перехода, дискретный атомноподобный спектр и достаточно большие времена релаксации делает перспективным применение таких структур в квантовых компьютерах. Для перечисленных приложений актуальным является возможность эффективного управления экситонными состояниями и их диагностики. Для достижения указанных целей используются методы, основанные на переходных процессах, таких как осцилляции Раби, четырехволновом смешении с задержкой во времени (ЧВС), включая метод «накачка-зондирование» и т.д. Основным моментом для системы КТ является влияние локального поля обусловленного экситон-экситонными взаимодействиями. Как известно, локальное поле может проявляться в виде динамического сдвига частоты линии поглощения от резонанса, а также в виде зависимости скорости фазовой релаксации от возбуждения системы. К сожалению, полученные к настоящему времени результаты не дают полной картины влияния локального поля на динамику экситонных состояний в КТ, что безусловно является сдерживающим фактором для вышеперечисленных приложений.

Настоящая работа посвящена детальному исследованию динамики экситонных состояний в плотном ансамбле КТ при одно- и двухимпульсном возбуждении. Как показывает анализ, осцилляции Раби в условиях одноимпульсного возбуждения характеризуются значительным ангармонизмом, обусловленным влиянием локального поля. Динамический сдвиг частоты, пропорциональный частоте Лорентца, ω_L , приводит к тому, что в спектре сигнала нутации появляются дополнительные частоты осцилляций, которые зависят от величины и знака отстройки частоты возбуждающего импульса от резонанса. Локальное поле приводит к тому, что становятся возможными четыре различных типа осцилляций, включая бифуркационный режим,

наблюдающийся при $\omega_L = 2\Omega_R$, где Ω_R - частота Раби. Оценки показывают, что меняя параметры возбуждающего излучения можно получать осцилляции Раби в области заданных значений, что может быть использовано в оптических переключателях. Зависимость фазовой релаксации от возбуждения приводит к тому можно управлять временем переключения осцилляций Раби от одной частоты к другой.

В условиях ЧВС с задержкой во времени в системе КТ будут излучаться сигналы в направлениях соответствующих различным условиям фазового синхронизма: $(2-m)k_2 - (1-m)k_1$, где $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$. При этом, сигналы будут наблюдаться как с положительной так и с отрицательной задержкой во времени. В работе рассматривается влияние предварительного возбуждения на сигнал нестационарной нутации во время действия второго импульса. Показано что предварительное возбуждение оказывает влияние на проявление бифуркаций в осцилляциях Раби, а также режим ангармонических колебаний разности населенности. Таким образом, можно говорить о возможности управления экситонными состояниями предварительным возбуждающим полем.

В работе анализируется влияние экситон-экситонного взаимодействия, приводящее в общем случае к нелинейной зависимости скорости фазовой релаксации от возбуждения, на характер ЧВС с задержкой во времени. Показано, что этот эффект также приводит к появлению сигналов с отрицательной временной задержкой. Обсуждается возможность эхо-подобных откликов в случае однородной уширенной спектральной линии.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОХОЖДЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИМПУЛЬСА СКВОЗЬ УГЛЕРОДНЫЕ НАНОТРУБКИ

А.С. Попов, Н.Г. Лебедев

Волгоградский государственный университет,
пр-т Университетский, 100, г. Волгоград, 400062, Россия

Исследование электронной структуры УНТ проводится в рамках анализа динамики π -электронов в приближении сильной связи. Закон дисперсии в рамках данной модели в случае зигзагообразных УНТ ($m, 0$) имеет вид [1]:

$$E(\vec{p}) = \pm \gamma \sqrt{1 + 4 \cos(bp_z) \cos(\pi s / m) + 4 \cos^2(\pi s / m)}, \quad (1)$$

где $\gamma \approx 2.7$ эВ, $b = 3a / 2h$, $a = 0.142$ нм - расстояние между соседними атомами углерода в графене, $\vec{p} = (p_x, p_y)$ - импульс электрона в обратном пространстве.

Для кресельных (m, m) УНТ получаем, соответственно:

$$E(\vec{p}) = \pm \gamma \sqrt{1 + 4 \cos\left(\frac{bp_z}{\sqrt{3}}\right) \cos(\pi s / m) + 4 \cos^2\left(\frac{bp_z}{\sqrt{3}}\right)}, \quad (2)$$

где квазиимпульс \vec{p} задается как (p_z, s) , $s = 1, 2 \dots m$.

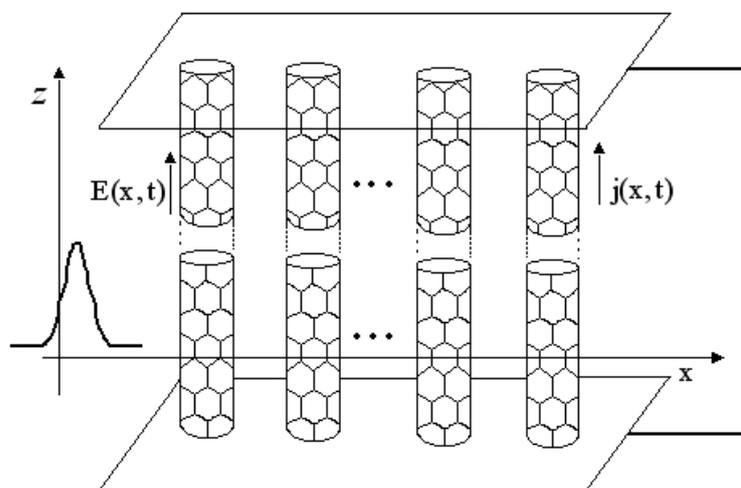


Рис. 1. Геометрия задачи.

При построении модели распространения короткого оптического импульса в системе нанотрубок, в случае геометрии представленной на рисунке 1, используем методику, представленную в работах [2 - 3]. Электромагнитное поле импульса описывается классически, на основании

уравнений Максвелла с калибровкой $\vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{A}}{\partial t}$:

$$\frac{\partial^2 \vec{A}}{\partial x^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{A}}{\partial t^2} + \frac{4\pi}{c} \vec{j} = 0, \quad (3)$$

Вектор-потенциал \vec{A} считается имеющим вид $\vec{A} = (0, 0, A_z(x, t))$.

Для определения тока воспользуемся полуклассическим приближением:

$$\frac{\partial f}{\partial t} - \frac{q}{c} \frac{\partial A_z}{\partial t} \frac{\partial f}{\partial p_z} = \frac{F_0 - f}{\tau}. \quad (4)$$

где F_0 - равновесная функция распределения Ферми: $F_0 = \frac{1}{1 + \exp(E(\vec{p})/k_b T)}$,

T - температура, k_b - постоянная Больцмана.

В (4) функция распределения $f = f(p_z, s, t)$ зависит от координаты x . Время релаксации τ можно оценить как $3 \cdot 10^{-13}$ с [4].

Решение уравнения имеет вид [2 - 3]:

$$f = F_0(p_z + \frac{q}{c} A_z(t)) e^{-t/\tau} + \frac{1}{\tau} \int_{-\infty}^t e^{-(t-t')/\tau} F_0(p_z + \frac{q}{c} (A_z(t) - A_z(t'))) dt, \quad (5)$$

где плотность тока $\vec{j} = (0, 0, j_z)$:

$$j_z = \frac{q}{\pi \hbar} \sum_s \int dp_z v_z f, \quad (6)$$

и скорость электрона в зоне проводимости $v_z = \frac{\partial E(\vec{p})}{\partial p_z}$.

В работах [2 - 3] получено уравнение для вектор-потенциала в приближении малого времени релаксации.

$$\frac{\partial^2 A_z}{\partial x^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 A_z}{\partial t^2} + \frac{q}{\pi \hbar} \sum_m c_m \sin(\frac{mbq}{c} A_z(t)) = 0, \quad (7)$$

$$c_m = \sum_s a_{ms} b_{ms}, \quad b_{ms} = \int_{-q_0}^{q_0} dp_z \cos(mb p_z) F_0(\vec{p}).$$

где для УНТ интегрирование ведется по первой зоне Бриллюэна и $q_0 = \frac{2\pi \hbar}{3a}$.

Вследствие убывания коэффициентов c_m в сумме в уравнении (7) можно ограничиться первыми тремя не исчезающими слагаемыми.

В результате численных расчетов были получены таблицы коэффициентов a_{ms} для различных типов нанотрубок. В качестве примера - в таблице 1 представлены расчеты для УНТ (6, 0). Значения даны в долях от γ .

Огибающая электромагнитного импульса, попадающего на углеродные нанотрубки выбирается в Гауссовском виде. Вид импульса, пронормированный на E_{\max} , представлен на рис. 2.

Таблица 1. Коэффициенты a_{ms} для различных значений m и s для УНТ (6, 0).

	s=1	s=2	s=3	s=4	s=5	s=6
m=1	-0,956	-0,849	0	0,849	0,956	0,968
m=2	0,263	0,34	0	0,34	0,263	0,234
m=3	-0,111	-0,218	0	0,218	0,111	0,086
m=4	0,053	0,162	0	0,162	0,053	0,035
m=5	-0,026	-0,129	0	0,129	0,026	0,015
m=6	0,014	0,107	0	0,107	0,014	0,007

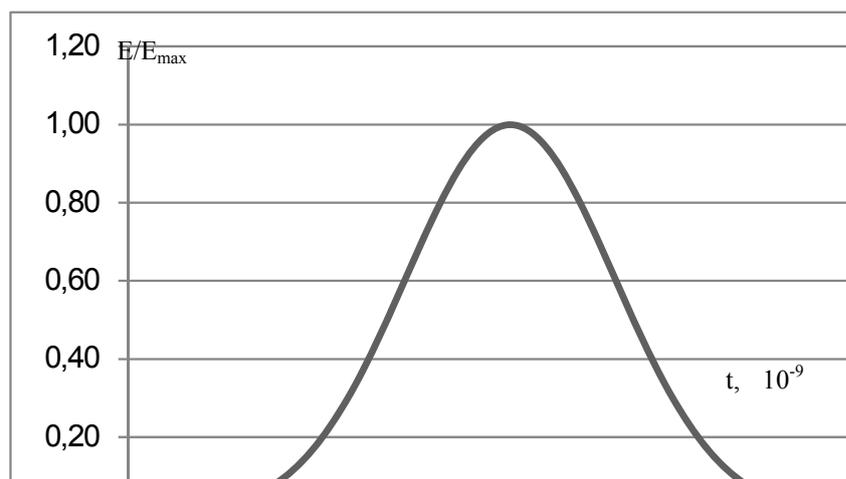


Рис. 2. Вид импульса, проходящего через систему нанотрубок.

Разработанная численная схема позволит решить неоднородное уравнение (7) и рассмотреть возможность существования нелинейных электромагнитных волн в углеродных наноструктурах.

Отличие представленных результатов от работ [2 - 3] заключается в увеличении числа гармоник в правой части уравнения на вектор-потенциал. Предполагается, что это позволит обнаружить эффекты, в которых проявляются высшие гармоники.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 08-02-00663).

ЛИТЕРАТУРА

1. П. Харрис "Углеродные нанотрубки и родственные структуры. Новые материалы XXI века" Москва: Техносфера, 2003. 336 с.
2. М.Б. Белоненко, Е.В. Демушкина, Н.Г. Лебедев // ФТТ. 2008. Т. 50. Вып. 2. С. 367.
3. М.Б. Белоненко, Е.В. Демушкина, Н.Г. Лебедев // Известия РАН, Серия физическая. 2008. Т. 72. № 1. С. 28.
4. М.Б. Белоненко, Е.В. Демушкина, Н.Г. Лебедев // Журнал технической физики. 2008. Т. 78, вып. 7. С. 1.
5. Н.С. Бахвалов "Численные методы (анализ, алгебра, обыкновенные дифференциальные уравнения)" Москва: Наука, 1975. 632 с.

МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ ФОТОННЫЕ КРИСТАЛЛЫ, СОДЕРЖАЩИЕ СЛОИ С ОТРИЦАТЕЛЬНЫМ ПОКАЗАТЕЛЕМ ПРЕЛОМЛЕНИЯ

Е.А. Ершова¹, В.И. Белотелов^{1,2}, А.Н. Калиш^{1,2}, А.К. Звездин^{2,3}

¹ Московский Государственный Университет им. М.В. Ломоносова, 119992, Москва

² Институт Общей Физики им. А.М. Прохорова при Российской Академии Наук, 119991, Москва

³ Fondazione ISI, 10133, Torino, Italy

Среды с отрицательным показателем преломления, называемые левыми средами, обращают на себя особое внимание в связи с их необычными оптическими свойствами [1]. Левые среды могут быть реализованы на практике, например, с помощью кольцевых резонаторов с щелью, которые дают возможность сделать материалы с отрицательной магнитной проницаемостью, и металлических полосок, которые позволяют получить отрицательную диэлектрическую проницаемость. Левые среды, обладающие также и гиротропными свойствами, представляют особый интерес [2].

В данной работе исследованы периодические многослойные магнитные структуры (одномерные магнитооптические фотонные кристаллы), в состав которых входят материалы с отрицательным показателем преломления. В фотонных кристаллах чередуются слои с показателями преломления n_1 и n_2 , причем $n_1 < 0$ и $n_2 > 0$. При этом, магнитооптической активностью обладают слои либо первого, либо второго типа (рис. 1). Важной особенностью рассматриваемой конфигурации является внесенный структурный дефект: удвоенный слой из левого материала. Наличие дефекта в периодичности приводит к возникновению узкой разрешенной области внутри фотонной запрещенной зоны. В этой разрешенной зоне аномалии магнитооптических свойств наиболее выражены.

Если слой одновременно имеет отрицательный показатель преломления и обладает гиротропными свойствами, то он может быть characterized тензорами диэлектрической и магнитной проницаемости вида:

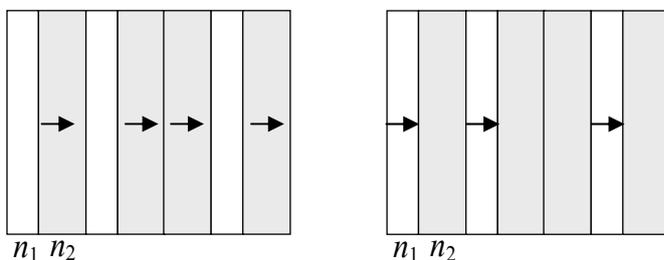


Рис. 1. Структура фотонных кристаллов с гиротропными и левыми наполнителями.

$$\hat{\varepsilon} = \varepsilon \begin{pmatrix} -1 & iQ_e & 0 \\ -iQ_e & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad \hat{\mu} = \mu \begin{pmatrix} -1 & iQ_m & 0 \\ -iQ_m & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad (1)$$

где Q_e и Q_m - магнитооптические параметры. При этом недиагональные компоненты тензоров отвечают за гиротропные свойства среды, а два отрицательных диагональных элемента тензоров $\hat{\varepsilon}$ и $\hat{\mu}$ указывают на то, что рассматриваемая левая среда является двумерной. Отметим, что, как правило, в видимом и ближнем инфракрасных (ИК) - диапазонах параметр Q_m близок к нулю и магнитная среда является гироэлектрической, однако в дальнем ИК-диапазоне и в области субмиллиметровых волн оба параметра отличны от нуля и среду называют бигиротропной.

Для расчета оптических свойств многослойных сред был использован метод матриц переноса, основанный на том, что внутри каждого слоя независимо друг от друга распространяются четыре волны — нормальные моды, характеризующиеся определенными направлениями распространения и поляризацией [3]. Для каждого n -го слоя вводятся: столбец комплексных амплитуд нормальных мод A_n , матрица-пропагатор (матрица распространения) P_n , описывающая распространение нормальных мод внутри слоя, и динамическая матрица (матрица перехода) D_n , связывающая амплитуды нормальных мод с тангенциальными компонентами напряженностей электрического и магнитного полей. С помощью введенных матриц условие непрерывности тангенциальных компонент напряженностей электрического и магнитного полей на границе n -го и $(n+1)$ -го слоев записывается в виде:

$$D_n P_n A_n = D_{n+1} A_{n+1} \quad (2)$$

Связь амплитуд нормальных мод на входе и выходе фотонного кристалла таким образом имеет вид:

$$A_0 = D_0^{-1} D_1 P_1^{-1} \dots D_N P_N^{-1} D_N^{-1} D_{N+1} A_{N+1} \quad (3)$$

Уравнение (2) представляет собой систему четырех уравнений для четырех неизвестных амплитуд, соответствующих отраженной и прошедшей волнам. Из амплитуд нормальных мод можно определить декартовы составляющие полей для отраженной и прошедшей волн, а из них, в свою очередь, — характеристики волн: коэффициенты прохождения и отражения, углы Фарадея и эллиптичности прошедшего и отраженного света.

С помощью метода матриц переноса были рассчитаны спектры отражения и пропускания, а также угол Фарадея для прошедшей и отраженной волн. Исследованы магнитооптические свойства рассматриваемых структур. Кроме того, изучены свойства, обусловленные непосредственно магнитооптической активностью фотонных кристаллов, такие как положительные и отрицательные резонансы эффекта Фарадея, зависимость коэффициентов прохождения и пропускания от намагниченности.

Ввиду того, что левые среды представляют собой сложную структуру, состоящую из колец с щелью и полосок, при расчетах, наряду с методом матриц переноса перспективно использовать метод Фурье-мод и его модификацию, основанную на теории возмущений. Этим методом можно пользоваться при условии, что характерные размеры структуры много меньше длины волны электромагнитного излучения, что и реализуется в левых средах. При помощи метода Фурье-мод можно получать эффективные значения тензоров диэлектрической и магнитной проницаемости не из феноменологических соображений, а путем непосредственных вычислений, исходя из топологии и геометрических размеров структуры. В данной работе проводится сравнительный анализ результатов, полученных методами матриц рассеяния и метода Фурье-мод.

Работа поддержана РФФИ: 06-02-17507, 06-02-16801, 07-02-92183 и фондом “Династия”.

ЛИТЕРАТУРА

1. К.Ю. Блиох, Ю.П. Блиох // УФН. 2004. Т. 174. С. 439.
2. A.V. Ivanov, O.A. Kotelnikova, V.A. Ivanov // JMMM. 2006. V. 300. P. e67.
3. V.I. Belotelov, A.K. Zvezdin // JOSAB. 2005. V. 22. P. 286.

ЛИНЕЙНАЯ И НЕЛИНЕЙНАЯ ЛОКАЛИЗАЦИЯ СВЕТА В ОПТИЧЕСКИ ИНДУЦИРОВАННЫХ ФОТОННЫХ СВЕРХРЕШЕТКАХ В НИОБАТЕ ЛИТИЯ

К.В. Шандарова¹, В.М. Шандаров¹, Е.В. Смирнов¹, Д. Кип², Х. Рютер²,
Я. Тан³, Ф. Чен³

¹ Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники

² Технологический университет г. Клаустхал, Германия

³ Шандонгский университет, Джинан, КНР

Периодические одномерные и двумерные системы связанных оптических волноводов дают уникальную возможность исследования фундаментальных эффектов взаимодействия волновых пакетов с нелинейными системами, включая эффекты нелинейной локализации света в виде дискретных и щелевых пространственных солитонов, благодаря возможности визуализации их проявлений [1]. В качестве подобных систем исследовались канальные волноводные структуры на основе арсенида галлия и ниобата лития (LiNbO_3) [1, 2], а также оптически индуцированные фотонные решетки в кристаллах стронций-бариевого ниобата и LiNbO_3 [1, 3, 4]. Метод оптического индуцирования перспективен и в плане создания канальных волноводных структур со сложной топологией в нелинейных планарных волноводах [5]. В данной работе демонстрируется возможность линейной и нелинейной локализации светового поля в квазипериодических волноводных структурах (фотонных сверхрешетках, ФСР) в объеме кристалла LiNbO_3 или в планарном волноводе на его основе, оптически индуцированных или полученных оптической модуляцией стационарных канальных волноводных систем.

Одномерные ФСР в объеме кристаллов $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ формировались путем двухступенчатой записи фоторефрактивных решеток с разными пространственными периодами и векторами решеток, ориентированными вдоль оптической оси кристалла. Отношение периодов модулирующей и базовой структур составляло от 3:1 до 5:1.

Стационарные канальные волноводные системы формировались в пластинах LiNbO_3 X и Y срезов путем термической диффузии титана (Ti) или методом имплантации протонов. В первом случае толщина пленки Ti составляла 10 – 12 нм, диффузия проводилась в атмосфере воздуха при температуре 1000°C в течение двух часов. Топология структур задавалась путем фотолитографии, ширина полосок Ti составляла 4 мкм при расстоянии между ними 4,4 мкм. На длине волны света $\lambda=532$ нм канальные волноводы обеспечивали одномодовый режим. Для модификации фоторефрактивных свойств волноводов поверхностный слой подложек легировался ионами Fe или Cu путем термической диффузии. Ионно-имплантированные волноводные структуры получены при

облучении поверхности пластин $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ пучком протонов с энергией 500 кэВ и дозой 10^{15} см^{-3} . После имплантации образцы отжигались на воздухе, при $T=400^\circ\text{C}$, в течение 30 минут для снятия точечных напряжений и релаксации появившихся центров окраски.

При оптической модуляции параметров стационарных структур использовалась схема двухлучевой голографической записи. Длина волны модулирующего излучения составляла $\lambda=532 \text{ нм}$ при интенсивности света в $50 - 100 \text{ мВт/см}^2$. Время экспозиции менялось от 3 до 30 минут.

Гармоническая модуляция параметров базовой структуры приводит к появлению запрещенных мини-зон в полосе ее оптического пропускания. Для выявления подобных мини-зон исследовались угловые зависимости оптического пропускания сверхрешеток в объемных образцах $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$. На рис. 1 представлен пример таких зависимостей, полученных в разных областях ФСР с пространственными периодами основной и модулирующей фотонных решеток 12 и 36 мкм, при ее зондировании световым пучком ($\lambda=633 \text{ нм}$) шириной 1 мм. Наличие четырех выраженных минимумов пропускания для ФСР связано с ее двойной периодичностью.

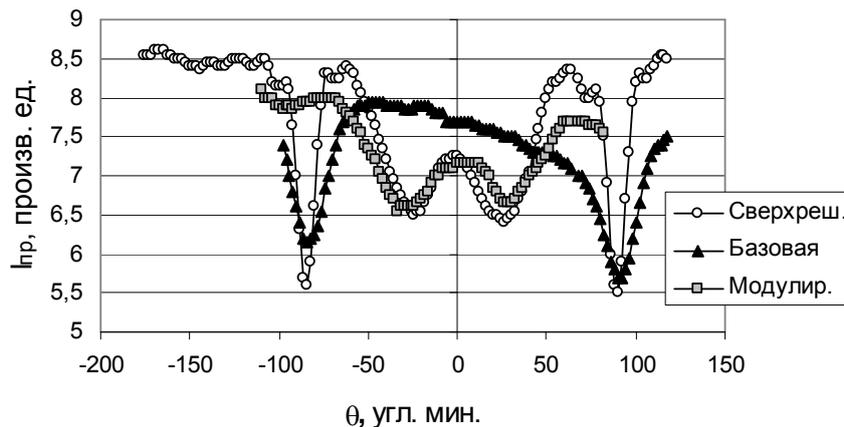


Рис. 1. Угловые зависимости пропускания при оптическом зондировании базовой решетки, модулирующей структуры и ФСР в кристалле $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$.

Эксперименты по исследованию линейной дискретной дифракции света в сверхрешетках на основе объемных кристаллов и планарных волноводов, при возбуждении света в одном волноводном элементе, продемонстрировали возможность практически полного подавления линейной дискретной дифракции при глубине модуляции параметров базовой решетки более 10%. Это обусловлено нарушением синхронизма постоянных распространения мод соседних волноводных элементов. Результаты численного моделирования показали также, что в сверхрешетках с гармонической модуляцией параметров базовой структуры возможен режим линейной локализации света в группах из двух

или трех элементов с периодическим обменом мощностью между этими элементами. Пример картины светового поля для данных случаев приведен на рис. 2.

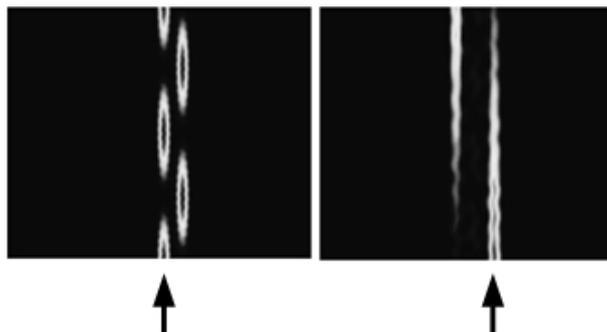


Рис. 2. Примеры картин светового поля для случаев его линейной локализации в двух и трех волноводных элементах ФСР (стрелками отмечено положение возбуждаемых элементов).

Экспериментальное исследование нелинейного распространения света в объемных и планарных одномерных ФСР выявило возможности как нелинейной локализации светового поля, так и усиления эффекта дискретной дифракции, в зависимости от характеристик ФСР и параметров возбуждаемого волноводного элемента.

Таким образом, эксперименты и численное моделирование продемонстрировали существенные особенности эффектов линейной и нелинейной дифракции света в фоторефрактивных фотонных сверхрешетках на основе ниобата лития.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты 06-02-39017-ГФЕН_а; 08-02-99023-р_офи) и Министерства образования и науки РФ (грант 2.1.1.2097).

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю.С.Кившарь, Г.П. Агравал "Оптические солитоны - от волоконной оптики до фотонных кристаллов", 2005 М.: Физматлит, 2005. - 648 с.
2. M. Matuszewski, C.R. Rosberg, D.N. Neshev, A.A. Sukhorukov, A. Mitchell, M. Trippenbach, M.W. Austin, W. Krolikowski, and Yu.S. Kivshar // *Opt. Express*. 2006. V. 14. P. 254.
3. J. Fleischer, M. Segev, N. Efremidis, and D. Christodoulides // *Nature*. 2003. V. 422. P. 147.
4. В.М. Шандаров, К.В. Шандарова, Д. Кип // *Письма в ЖТФ*. 2005. N. 31. С. 88.
5. E. Smirnov, C.E. Rüter, D. Kip, K. Shandarova, V. Shandarov // *Appl. Phys. B*. 2007. V. 88. No. 3. P. 359.

ОПТИЧЕСКИЕ МЕТАМАТЕРИАЛЫ: СОВРЕМЕННЫЕ ТЕНДЕНЦИИ

Г.В. Белокопытов

Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова

Метаматериалы привлекают исключительное внимание в связи с тем, что дает исследователям и разработчикам возможности создания сред и структур с небывалыми свойствами. Вместе с тем, исследование метаматериалов требует нового рассмотрения классических, казалось бы окончательно решенных вопросов макроскопической электродинамики и теории волн. Доклад посвящен обзору современных работ и тенденций в области создания метаматериалов для видимого и ближнего инфракрасного диапазонов длин волн.

Металлические наночастицы на оптических частотах совмещают в себе свойства резонаторов и дипольных антенн, и их отклик на возбуждение сторонними источниками электромагнитного поля подобен отклику отдельных атомов, имея лишь два отличия. Первое отличие состоит в том, что наряду с электрическим дипольным моментом наночастицы могут обладать значительным магнитным дипольным моментом. Второе отличие сводится к тому, что параметры поляризуемости наночастиц можно определять в рамках классической, а не квантовой теории.

Располагая наночастицы на подложках или в инертных матрицах в виде регулярных решеток, можно создавать разнообразные метаматериалы – композитные среды, обладающие нетрадиционным электромагнитным откликом. Они могут иметь выраженную магнитную поляризуемость в оптическом диапазоне, и представлять собой оптические «левые» среды, неотражающие материалы, а также нелинейные среды.

Современная литографическая планарная технология позволяет формировать разнообразные двумерные решетки наночастиц на общей подложке. В работах [1,2] были исследованы искусственные среды, состоящие из подковообразных золотых частиц, нанесенных с помощью литографической технологии на подложку из кварцевого стекла (двуокиси кремния). Подковы располагались на подложке с периодом менее 400 нм, а их минимальные критические размеры составляли 50 нм. Исследование частотной зависимости коэффициента прохождения полученной структуры показало, что на длине волны 1.5 мкм она имеет резонансный минимум, который был однозначно интерпретирован как следствие возбуждения основного резонансного колебания подковообразного резонатора. Эти колебания имеют распределение поля, аналогичное случаю обычного LC -контура в виде одиночного разомкнутого витка. Кроме того, в видимом диапазоне, на длине волны 0.8 мкм была

обнаружена еще одна аномалия, связанная с возбуждением мод высших порядков того же подковообразного резонатора.

Данный пример демонстрирует ряд особенностей, которыми обладают метаматериалы, построенные на основе металлических наночастиц. В отличие от фотонных кристаллов, резонансы в таких метматериалах обусловлены не интерференцией волн между соседними рядами частиц, а их внутренними степенями свободы. При этом, в отличие от диэлектрических частиц, в металлических элементах на оптических частотах резонансы обусловлены возбуждением поверхностных плазмонов. Ограничение на достижимые длины волн сверху обусловлено кинетической индуктивностью. Максимальная частота их возбуждения плазмонов (плазменная частота), для золота, серебра и алюминия лежит в ультрафиолетовом диапазоне.

В [3] сообщается о создании и исследовании многослойной наноструктуры на основе подковообразных резонаторов, что является существенным шагом к получению трехмерных оптических метаматериалов.

Альтернативным видом элементов для построения оптических метаматериалов являются наночастицы, состоящие из двух параллельных металлических пленок, разделенных диэлектрическим слоем [4]. Впервые на возможность достижения высокой магнитной восприимчивости в структуре, составленной из пары нанопроволок из благородного металла, было указано в [5]. Было установлено, что в таких элементах возможно резонансное возбуждение различных мод, причем собственные частоты колебаний, обладающих магнитным дипольным моментом, близки к собственным частотам мод, имеющих электрический дипольный момент. Благодаря этому, имеется область частот, в которой диэлектрическая и магнитная поляризуемости частиц одновременно оказываются отрицательными. Решетка таких частиц в указанном интервале частот характеризуется отрицательными значениями диэлектрической и магнитной проницаемости, и соответственно – отрицательным показателем преломления.

Расчет электродинамических характеристик двумерных метаматериалов существенно упрощается при использовании концепции метапленки – приближения, в котором слой метаматериала заменяется бесконечно тонкой поверхностью, которая характеризуется плотностями электрического и магнитного дипольного моментов, приходящимися на единицу площади. Концепция метапленки позволяет получить простые соотношения для зависимостей коэффициентов прохождения и отражения от угла падения, а также определить углы полного отражения и полного отражения [6].

Затухание поверхностных плазмонов весьма велико, поэтому эффективный показатель преломления оптических метаматериалов имеет

большую мнимую часть. Это обстоятельство накладывает принципиальные ограничения на реализацию эффекта суперлинзы. В теоретическом плане активно обсуждалось предложение осуществить регенерацию потерь энергии плазмонов путем объединения металлических наночастиц в общей гибридной структуре с активной средой [4,7]. В качестве активной среды желательно использовать квантовую яму – планарную гетероструктуру, сформированную на поверхности полупроводникового материала, применяемого для создания инжекционных лазеров. Излучение, генерируемое в результате оптического возбуждения гетероструктуры, может взаимодействовать резонансным образом с полем наночастиц резонаторов – дипольных антенн, каковыми являются наночастицы [8]. Компенсация потерь открывает перспективы для практических приложений метаматериалов, в частности реализации эффекта суперлинзы в оптическом диапазоне.

В последнее время созданы образцы гибридных структур, включающих квантовые ямы на основе (In,Al,Ga)As и решетки подковообразных металлических наночастиц из золота. В данных структурах зарегистрирован значительный квантовый выход фотолюминесценции и наличие эффекта влияния наноструктуры на спектр люминесценции квантовой ямы. Это открывает перспективы реализации плазмонных лазеров и левых сред.

ЛИТЕРАТУРА

1. C. Enkrich, M. Wegener, S. Linden, S. Burger, L. Zschiedrich, F. Schmidt, J.F. Zhou, T. Koschny, C.M. Soukoulis // *Phys. Rev. Lett.* 2005. V. 95. 203901.
2. S. Linden, C. Enkrich, G. Dolling, M.W. Klein, J. Zhou, T. Koschny, C.M. Soukoulis, S. Burger, F. Schmidt, M. Wegener // *IEEE J. Selected Topics in Quant. Electron.* 2006. V.12. No. 6. P. 1097.
3. N. Liu, H. Guo, L. Fu, S. Kaiser, H. Schweizer, H. Giessen // *Nature Materials.* V. 7. Jan. 2008. P. 31.
4. T. A.Klar, A.V. Kildishev, V.P. Drachev, V.M. Shalaev // *IEEE J. Selected Topics in Quant. Electron.* 2006. V. 12. No. 6. P. 1106.
5. A.N. Lagarkov, A.K. Sarychev // *Phys. Rev. B.* 1996. V. 53. No. 10. P. 6318.
6. C.L. Holloway, M.A. Mohamed, E.F. Kuestler, A. Dienstfrey // *IEEE Trans. of Electromagnetic Compatibility.* 2005. V. 47. No. 4. P. 853.
7. A.K. Sarychev, G. Tartakovskiy // *Phys. Rev. B.* 2007. V. 75. 085436.
8. D.E. Chang, A.S. Sorensen, P.R. Hemmer, M.D. Lukin // *Phys. Rev. Lett.* 2006. V. 97. 053002.

ПЛАНАРНЫЕ МИКРОСТРУКТУРЫ НА ОСНОВЕ ДВУМЕРНЫХ ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛОВ ДЛЯ ДИНАМИЧЕСКОГО УПРАВЛЕНИЯ ФЕМТОСЕКУНДНЫМИ ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ

А.В. Четвертухин, Е.В. Дрынкина, А.А. Федянин

Московский государственный университет, физический факультет

Данная работа посвящена разработке планарного микроинтерферометра Маха-Цендера на основе двумерных фотонных кристаллов, предназначенного для динамического управления распространением субпикосекундного лазерного импульса. Такие микроинтерферометры позволяют исследовать динамические свойства среды, а также изучать возможности и характеристики полностью-оптически управляемых фотонных нано-устройств с временным разрешением вплоть до сотен фемтосекунд, что соответствует частотам ~ 10 ТГц. Управление оптическим сигналом в интерферометре Маха-Цендера осуществляется внесением управляемой задержки в одно из плеч интерферометра, что приводит к конструктивной или деструктивной интерференции на выходе из структуры. Использование двумерных фотонных кристаллов позволяет добиться уменьшения размеров структуры.

При исследовании распространения лазерного излучения внутри рассматриваемых микроструктур были использованы различные методы численного моделирования. Эти методы включают в себя исследование стационарных решений в фотонно-кристаллических структурах — метод плоских волн (plane waves) и метод решения уравнений Максвелла путем аппроксимации схемой конечных разностей (finite-difference and time-domain method - далее FDTD).

Основой разрабатываемого устройства является двумерный фотонный кристалл (ФК) — структура с периодичным распределением показателя преломления с периодом, сравнимым с длиной волны лазерного излучения (ближний ИК). ФК образован упорядоченным в гексагональную двумерную решетку массивом отверстий, созданным внутри пленки полупроводника или диэлектрика толщиной порядка нескольких сотен нанометров, изготовленную на подложке с отличающимся от пленки показателем преломления. Такая структура обладает фотонной запрещенной зоной, для света, распространяющегося внутри пленки вдоль её плоскости. Распространение оптического электромагнитного излучения с частотами, лежащими в диапазоне запрещенной фотонной зоны запрещено в любом направлении. Такой эффект обусловлен периодичностью в распределении показателя преломления в фотонном кристалле и связанными с этим эффектами интерференции.

Для использования фотонного кристалла в качестве волноводной структуры, в нем делается дефект в форме пропущенного ряда отверстий. Это приводит к появлению в законе дисперсии фотонов разрешенных уединенных «волноводных» мод внутри запрещенной зоны. На этом же эффекте работают изгибы таких волноводов, волноводные разветвители и Т- и Y-коннекторы. Используя вышеуказанные элементы конструкции из фотоннокристаллических волноводов можно собрать схему планарного микроинтерферометра Маха-Цендера предназначенную для экспериментального исследования динамики управления оптическим сигналом (Рис. 1).

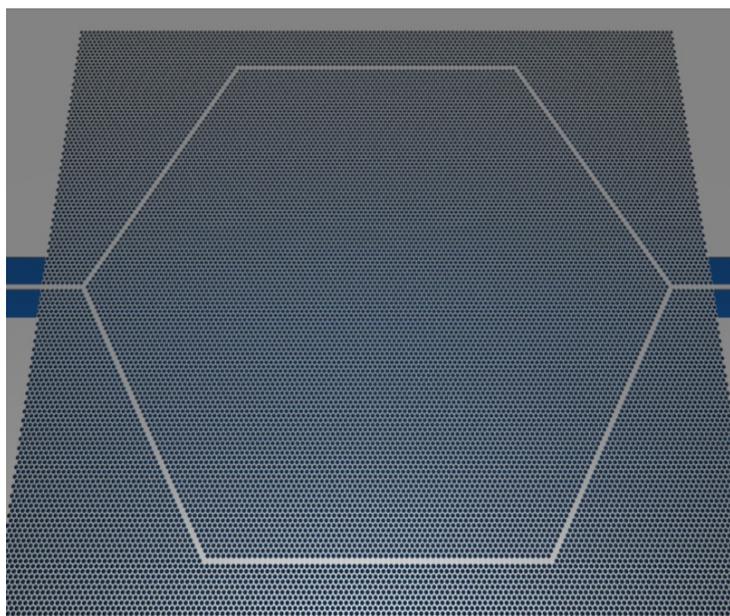


Рис. 1. Схема микроинтерферометра Маха-Цендера на основе двумерного фотонного кристалла.

На первом этапе моделирования в двумерных фотонных кристаллах исследуются стационарные решения волнового уравнения в двумерном приближении и рассчитывается зонная структура фотонного кристалла. Исследование зависимости зонной структуры от изменения параметров решетки (радиуса отверстий, периода) позволяет получить зависимость спектрального положения

запрещенных фотонных зон в зависимости от исследуемого параметра решетки. После этого, выбирая достаточную ширину запрещенной зоны (при дальнейшем исследовании прохождения фемтосекундных импульсов необходимо учитывать их спектральную ширину), выбирается волноводная мода с требуемыми параметрами.

Полученные стационарные решения волнового уравнения в фотоннокристаллической структуре позволяют исследовать временные зависимости при распространении лазерного импульса в окрестностях областей параметров и частот из решения стационарной задачи. С использованием метода FDTD сначала моделируется прохождение постоянного сигнала через отдельные элементы схемы. При этом проводится исследование зависимости пропускания от длины волны. Такой спектральный анализ позволяет оптимизировать параметры излучения для импульсного оптического сигнала, а также пронаблюдать возможные проблемы с согласованием частей схемы. При недостаточном

согласовании в структуре будут распространяться многочисленные отраженные волны, что приведет к падению эффективности передачи оптического сигнала, образованию пульсаций и других нежелательных эффектов.

Следующим этапом оптимизации являлось исследование возможности согласования элементов схемы путем локального изменения параметров решетки и исследованием параметров прохождения светового сигнала от локально-измененных параметров структуры. Например, это достигается введением дополнительного отверстия в разветвитель Y-формы и исследованием зависимости пропускания схемы от его диаметра.

После того, как достаточная оптимизация по параметрам волноводной структуры была достигнута в двумерном приближении, была исследована трехмерная задача, в которой учитывается конечная толщина пленки. Она заключается в сканировании по параметрам входящего излучения с целью оптимизации структуры уже в трехмерном приближении.

Заключительным этапом оптимизации волноводной структуры является исследование прохождения коротких фемтосекундных импульсов через схему. Моделируются и учитываются эффекты, связанные с малой длительностью лазерного импульса, такие как дисперсионное расплывание и спектральная ширина. Достоинством используемого метода FDTD является возможность исследовать динамику и временные зависимости в рассматриваемой задаче.

Проведенные исследования и оптимизация структуры мотивированы тем, что для дальнейшего экспериментального исследования динамики прохождения и управления оптическим сигналом в фотонно-кристаллических волноводных структурах необходимо располагать инструментами и методами разработки схемы для различных исследуемых материалов и различных методов управления сигналом. Сложность и долгое время изготовления рассматриваемых структур затрудняет экспериментальную методику оптимизации. Этот факт оправдывает достаточно высокую степень оптимизации на этапе разработки структуры и достаточно большой для экспериментальной задачи объем работ по численному моделированию. Важно отметить, что применяется методика именно численного моделирования, поскольку аналитические решения волнового уравнения в такой сложной структуре представляются чрезвычайно сложной задачей. Данные заключения обосновывают численную, методику моделирования и объемы работ, связанные с ней.

ТЕМПЕРАТУРНЫЕ ЗАВИСИМОСТИ МАГНИТНЫХ И
МАГНИТООПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ НАНОКОМПОЗИТОВ
(Co₄₅Fe₄₅Zr₁₀)_x(Al₂O₃)_{100-x}

С.А. Вызулин¹, Е.А. Ганьшина², А.В. Горобинский¹, Е.В. Лебедева²,
Н.Е. Сырьев², И.Т. Трофименко²

¹ Кубанский государственный университет

² Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова

В работе представлены результаты исследования температурных зависимостей спектров ферромагнитного резонанса (ФМР) и магнитооптических спектров (МО) нанокomпозитов, состоящих из наноразмерных аморфных кластеров Co₄₅ Fe₄₅ Zr₁₀ размером 2÷7 нм, внедренных в диэлектрическую аморфную матрицу Al₂O₃. Образцы получены методом ионно-лучевого распыления на неохлаждаемые ситалловые подложки.

При малой концентрации x магнитных гранул при температурах выше температуры блокировки, как правило, композиты ведут себя как суперпарамагнетики. При увеличении содержания магнитной компоненты происходит структурная перестройка материала от суперпарамагнитного к ферромагнитному состоянию. Для области x , характеризующей такой переход, принято название порога перколяции – $x_{\text{пор}}$. Концентрационное значение $x_{\text{пор}}$ определяется геометрическими особенностями композита – толщиной диэлектрического барьера, при которой возможно туннелирование поляризованных электронов между соседними магнитными гранулами. Именно в этой области наблюдаются такие эффекты, как отрицательное (гигантское) магнитное сопротивление, изменение механизма электронной проводимости и др. [1]. Для данной системы при комнатной температуре $x_{\text{пор}}=45$ ат. %.

Хотя свойства композитов в области порога перколяции исследуются достаточно давно, многие вопросы остаются недостаточно изученными. В частности, не ясно влияние величины намагниченности и магнитного взаимодействия гранул на образование перколяционного перехода. Одним из способов изучения такой зависимости может быть исследование спектров ФМР и МО при разных температурах T .

Измерения спектров ФМР проводились резонаторным способом на спектрометре ЭПР-JES FA-300 с применением обычной модуляционной техники на частоте 9.13 ГГц при температурах 140÷470° К. Для всех типов колебаний определялись значения резонансных полей $H_{\text{рез}}$ и ширины линий поглощения ΔH . Проведено две серии измерений. В одной - при температурах 140°, 300° и 470°К изменялся угол наклона α внешнего поля \mathbf{H} относительно нормали к плоскости пленки. Во второй –

проводились температурные измерения параметров спектра при касательном ($\alpha=90^\circ$) и нормальном ($\alpha=0$) подмагничивании.

Вид зависимостей $H_{рез}$ от α при различных температурах для всех образцов одинаков и хорошо описывается формулой, полученной для однородно намагниченных дисков:

$$(\omega/\gamma)^2 = (H_{рез} \cos \alpha - H_{рез} \cos \theta)^2 + H_{рез} \sin \alpha (H_{рез} \sin \alpha + H_{эфф} \sin \theta)^2,$$

где γ - гиромагнитное отношение, $H_{эфф}=4\pi M$, θ - угол между намагниченностью M и нормалью к плоскости пленки. Из значений $H_{рез}$ при $\alpha=0$ и 90° были определены величины $4\pi M$ и γ .

Измерения показали, что с уменьшением T намагниченность композитов монотонно возрастает. На рис.1 приведены зависимости

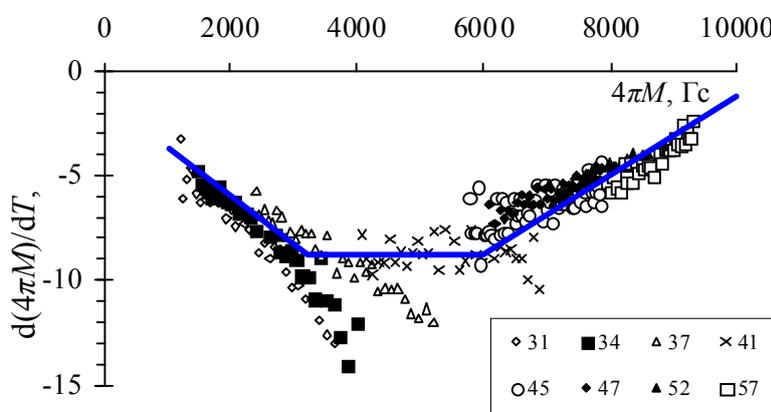


Рис.1

$d(4\pi M)/dT$ (ТКМ) от $4\pi M$ в образцах с различной концентрацией x . Из графиков видно, что в районе x , равном 42 ат. %, зависимость меняет знак. Абсолютная величина ТКМ при этом уменьшается от 3.2–3.8 Гс/град. до 0.6–1.2 Гс/град.

Величина γ в образцах с $x < 37$ ат. % увеличивается с ростом температуры. При $x > 37$ ат. % значение γ практически не зависит от температуры.

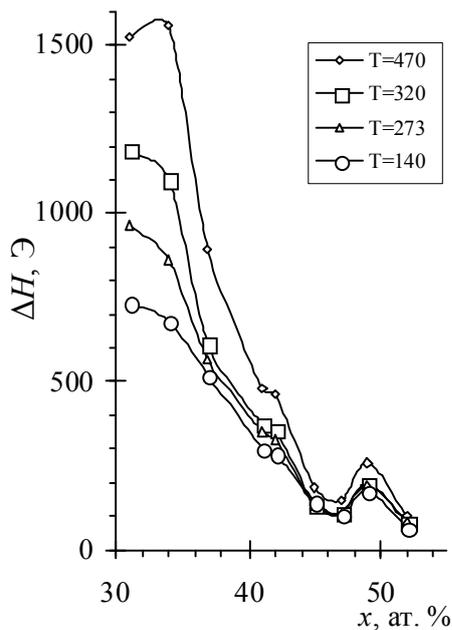


Рис.2

На рис. 2 приведены зависимости ширины линии ΔH от концентрации магнитной фазы x при различных температурах для нормального подмагничивания. Проведенные ранее измерения показали [2], что в районе

$x = 42 - 43$ ат. % наблюдалось резкое уменьшение величины ΔH . Из рис. 2 видно, что такая зависимость наблюдается при всех температурах, хотя с понижением температуры величина скачка уменьшается.

Полученные экспериментальные результаты указывают на то, что условия перколяционного перехода определяются концентрацией магнитных гранул в

композиционном материале и практически не зависит от температуры и намагниченности образцов. Данные выводы были подтверждены результатами магнитооптических измерений. Магнитооптические спектры снимались в геометрии экваториального эффекта Керра в диапазоне энергий 0.5 – 3 эВ в переменном поле до 3 кЭ.

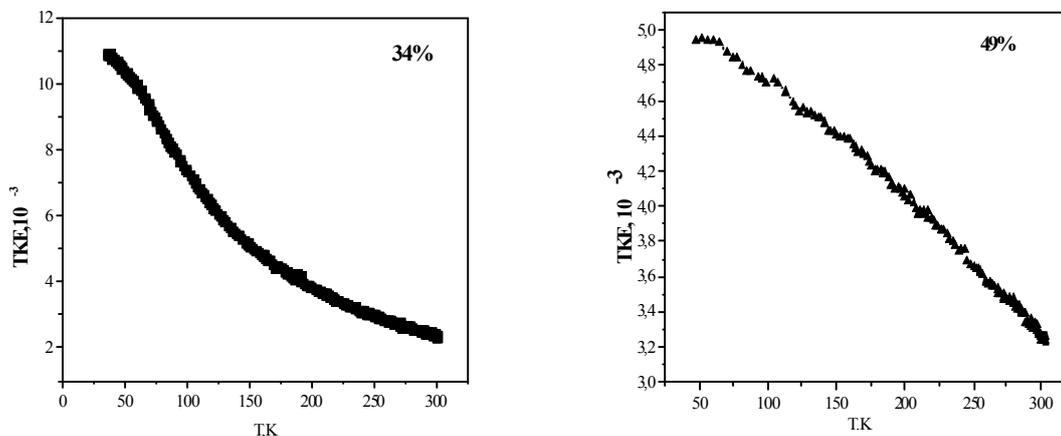


Рис.3

Измерения показали, что температурные зависимости экваториального эффекта Керра (ТКЕ) кардинально меняются при переходе через порог перколяции. Для примера на рис. 3 приведены температурные изменения ТКЕ для образцов с x , равным 34 и 49 ат. %. Видно, что изменения ТКЕ при малых концентрациях в 5 раз больше, чем при больших, и имеют разный знак второй производной.

Полевые зависимости ТКЕ показывают, что, если при $T=300^\circ\text{K}$ и концентрации $x < x_{\text{пор}}$ зависимость M от H носит чисто линейный характер, характерный для суперпарамагнетиков, то при низких температурах зависимость становится нелинейной, что можно трактовать как появление магнитного взаимодействия между гранулами.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проекты № 06-02-96607 р_юг_а и № 08-03-99042-р_офи), НШ - 671. 2008. 2.

ЛИТЕРАТУРА

1. C.I. Chien // Annu. Rev. Mater. Sci. 1995. V. 25. P. 129.
2. V.E. Buravtsova, V.S. Guschin, Y.E. Kalinin, et al // CEJP. 2004. V. 2(4). P. 566.

МЕДЛЕННЫЙ СВЕТ В ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛАХ

А.А. Сухоруков

*Нелинейный физический центр,
Исследовательская школа физических и инженерных наук,
Австралийский национальный университет,
Канберра, Австралия*

Скорость света определяет максимально возможную скорость передачи информации. Световые импульсы, распространяющиеся по оптическим волокнам, могут передавать данные на большие расстояния за доли секунды. Благодаря этому, современные сети обеспечивают взаимодействие в режиме реального времени. Требования к пропускной способности сетей постоянно возрастают, в связи с потребностями в передаче больших объемов данных. В настоящее время, при прохождении через сетевые узлы, оптические импульсы многократно преобразуются в электронные сигналы для обработки и перенаправления потоков данных. Производительность сетей может быть значительно увеличена, если удастся реализовать непосредственное управление и маршрутизацию оптических импульсов. Для достижения этой цели, требуется, в том числе, обеспечить контроль над скоростью света, чтобы производить синхронизацию сигналов. Более того, при замедлении импульсов света появляется возможность по их управлению в компактных фотонных структурах. Также, в режиме медленного света возрастает эффективность взаимодействия между светом и веществом, предоставляя преимущества при реализации полностью оптического преобразования сигналов основанном на нелинейных эффектах.

В настоящее время активно разрабатываются различные подходы к реализации медленного света. В обычных диэлектрических материалах, скорость света определяется доступными значениями коэффициента преломления, и ее можно замедлить не более чем в четыре раза. Было экспериментально продемонстрировано, что свет можно полностью остановить при резонансном взаимодействии с атомами в режиме электромагнитно-индуцированной прозрачности [1]. При этом скорость света сильно уменьшается только при точной подстройке длины волны к атомному резонансу. Это ограничивает применимость эффекта замедления света в атомных системах для сетей передачи информации, где необходимо обрабатывать короткие импульсы с широким спектром.

Замедление коротких импульсов может быть эффективно реализовано в фотонных кристаллах. Для этого в диэлектрических материалах создается модуляция показателя преломления с периодом меньше микрона, приводящая к кардинальному изменению дисперсии за счет дифракции на решетке (см. Рис. 1). Экспериментальные наблюдения

подтвердили возможно замедления скорости распространений оптических импульсов в фотонных кристаллах более чем в 100 раз [2, 3].

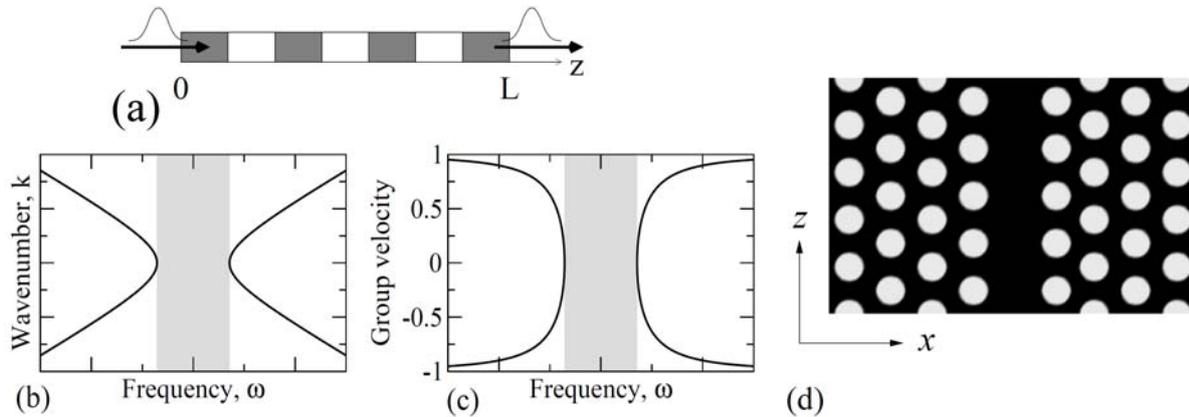


Рис. 1. (a) Одномерный фотонный кристалл (решетка Брэгга) и соответствующие зависимости (b) волнового числа и (c) групповой скорости от частоты. Серым цветом на рисунках (b) и (c) отмечены спектральные щели. (d) Схематическое изображение фотонно-кристаллического волновода, где белым цветом обозначены области с уменьшенным значением оптического показателя преломления.

Распространение медленного света в основном изучалось в фотонно-кристаллических волноводах, где направление распространения света жестко фиксировано [см. Рис. 1(d)]. Однако, представляет интерес реализация одновременного контроля над скоростью и направлением распространением оптических импульсов. При этом появляется возможность интеграции нескольких функций в компактных фотонно-кристаллических схемах. В этой работе представлен обзор последних теоретических [4-6] и экспериментальных результатов полученных в нашей научной группе, где продемонстрированы возможности по перестраиваемому замедлению и пространственному переключению оптических импульсов.

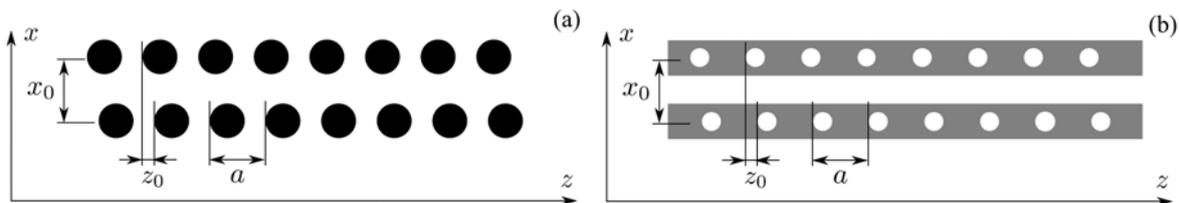


Рис. 2. Примеры связанных периодических волноводов, составленных из (a) двух рядов стержней, или (b) двух рядов дырок в фотонных проводах.

Ключевые подходы к реализации пространственно-временного контроля над распространением медленных оптических импульсов рассматриваются для систем связанных периодических волноводов, как показано на Рис. 2. Было показано, что дисперсия в режиме медленного света, вблизи края спектральных щелей, существенным образом зависит от

продольного сдвига (z_0) между периодическими волноводами [5,6]. При этом возможно возникновение ситуации, когда в одном частотном диапазоне существуют сразу две медленные моды, с различными пространственными профилями и фазовыми скоростями. Взаимодействие этих мод приводит к изменению направления распространения импульса, который может переключаться между параллельными волноводами. При этом эффект переключения не зависит от групповой скорости, которая может подстраиваться независимо.

В нелинейных средах, взаимодействие медленных волн может происходить очень эффективно. Было показано, что при изменении интенсивности входных импульсов, можно реализовать одновременное изменение скорости распространения, и также осуществлять их переключение между волноводами [5]. Также, нелинейное самовоздействие может использоваться для подавления уширения импульсов из-за эффекта дисперсии групповой скорости. Это особенно важно для медленных импульсов, т.к. дисперсия групповой скорости обратно пропорциональна коэффициенту замедления.

Ряд предсказанных эффектов был подтвержден в экспериментах, произведенных в микроволновой лаборатории в Австралийском Национальном Университете. В частности, наблюдались принципиально различные режимы распространения медленного света при различных сдвигах между волноводами.

Результаты этих фундаментальных исследований планируется использовать для разработки оптимального дизайна элементов фотонно-кристаллических схем, где могут использоваться уникальные свойства медленного света для эффективного управления оптическими импульсами.

ЛИТЕРАТУРА

1. C. Liu, Z. Dutton, C.H. Behroozi, L.V. Hau // Nature. 2001. V. 409. P. 490.
2. Y.A. Vlasov, M. O'Boyle, H.F. Hamann, S.J. McNab // Nature. 2005. V. 438. P. 65.
3. H. Gersen, T.J. Karle, R.J.P. Engelen, W. Bogaerts, J.P. Korterik, N.F. van Hulst, T.F. Krauss, L. Kuipers // Phys. Rev. Lett. 2005. V. 94, 073903.
4. A. A. Sukhorukov, Yu. S. Kivshar // Phys. Rev. Lett. 2006. V. 97, 233901.
5. S. Ha, A. A. Sukhorukov, Yu. S. Kivshar // Opt. Lett. 2007. V. 32. P. 1429.
6. S. Ha, A. A. Sukhorukov, K. B. Dossou, L. C. Botten, A. V. Lavrinenko, D. N. Chigrin, and Yu. S. Kivshar // Opt. Express. 2008. V. 16. P. 1104.

НОВЫЕ СВОЙСТВА РЕЗОНАТОРА С МЕТАМАТЕРИАЛОМ

Д.О. Сапарина, А.П. Сухоруков

Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, кафедра радиофизики

Метаматериалы с отрицательным показателем преломления обладают рядом необычных свойств, которые могут быть использованы для создания новых оптических устройств. В структуре из плоскопараллельных слоев с разным по знаку показателем преломления возможно квазиволноводное распространение пучков [1]. Это обусловлено тем, что из-за изменения знака показателя преломления происходит изменение знака коэффициента дифракции, таким образом, происходит компенсация дифракционного расплывания. В резонаторе, содержащем две плоскопараллельные пластины с разным по знаку показателем преломления, обращается в ноль суммарный фазовый набег, приобретаемый плоской волной при полном обходе резонатора. Таким образом, становится возможным создание резонатора размером меньше длины волны [2].

В нашей работе исследуется резонатор, содержащий несколько слоев с разным по знаку показателем преломления. Изучаются условия существования волноводных мод и их профили, а так же устойчивость таких резонаторов.

Параболическое уравнение дифракции для огибающей пучка имеет вид:

$$\frac{\partial A(x, y, z)}{\partial z} + iD(z)\Delta_{\perp} A(x, y, z) = 0, \quad (1)$$

где $D(z)$ – коэффициент дифракции в соответствующем слое. Представим комплексную амплитуду A в виде интеграла Фурье

$A(x, y, z) = \int_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} U(p, q, z) e^{ipx+iqy} dpdq$, тогда уравнение (1) примет вид:

$$\frac{\partial U(p, q, z)}{\partial z} + iD(z)(p^2 + q^2)U(p, q, z) = 0, \quad (2)$$

Его решением в случае однородной среды с показателем преломления n является функция $U(z) = U(z=0) \exp\left(i \frac{D_0}{n} (p^2 + q^2) z\right)$. После прохождения слоисто-однородной среды, состоящей из N слоев длины l_j и показателями преломления n_j комплексная амплитуда Фурье-компонент равна $U(z) = U(z=0) \exp\left(iD_0(p^2 + q^2) \sum_j l_j / n_j\right) = U(z=0) \exp(iD_0(p^2 + q^2)L_{eff})$, то есть, совпадает с амплитудой пучка после прохождения среды с показателем преломления $n=1$ и длиной L_{eff} . При $L_{eff} \neq 0$ собственные моды, как и в обычном резонаторе, имеют вид гауссовых пучков $A = A_0 \exp\left(-\frac{x^2}{a^2} - i \frac{kx^2}{2R}\right)$. При этом ширина пучка на зеркалах связана с параметрами резонатора:

$$\begin{cases} \frac{a_2^2}{a_1^2} = \frac{1 - \frac{L_{eff}}{R_1}}{1 - \frac{L_{eff}}{R_2}} \\ \frac{4L_{eff}^2}{k_0^2 a_1^2 a_2^2} = \frac{L_{eff}}{R_1} + \frac{L_{eff}}{R_2} - \frac{L_{eff}}{R_1} \frac{L_{eff}}{R_2} \end{cases} \quad (3)$$

Для того, чтобы амплитуда пучка убывала при удалении от оси резонатора, то есть, чтобы $a_1^2 > 0$, $a_2^2 > 0$, необходимо выполнение следующего условия:

$$0 < \bar{g}_1 \bar{g}_2 < 1, \quad (4)$$

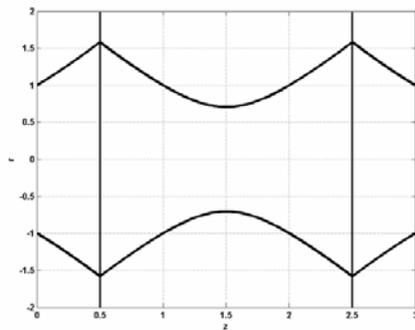


Рис. 1 Мода в виде Гауссова пучка в резонаторе с выпуклыми зеркалами

где $\bar{g}_i = 1 - \frac{L_{eff}}{R_i}$. Заметим, что в отличие от обычного резонатора возможен случай $L_{eff} < 0$, тогда хотя бы одно из зеркал будет выпуклым. Существование волноводных мод возможно и в резонаторе с двумя выпуклыми зеркалами, пример изображен на рис.1.

Полный набег фазы на оси резонатора складывается из оптического пути $2k_0 L_{opt} = 2k_0 \sum l_j n_j$ и набег фазы, приобретаемого в результате дифракции, и после полного обхода резонатора должен быть кратным 2π . Отсюда получаем собственные частоты резонатора:

$$\frac{2L_{opt}}{c} \nu_{nmq} = q + \frac{1}{\pi} (n + m + 1) \arccos \sqrt{\left(1 - \frac{L_{eff}}{R_1}\right) \left(1 - \frac{L_{eff}}{R_2}\right)}, \quad (5)$$

q, m, n – целые числа. В отличие от обычных оптических резонаторов, где q велико, за счет изменения знака показателя преломления в резонаторах с метаматериалом возможно даже $q=0$.

Уникальным является резонатор, заполненный слоистой структурой такой, что $L_{eff} = \sum_j l_j / n_j = 0$. Комплексная амплитуда после прохождения

слоистой структуры резонатора равна начальной, то есть, дифракционное расплывание оказывается скомпенсированным. При выполнении условия

$\frac{n_1}{R_1} = \frac{n_N}{R_2}$ после отражения пучок самосопрягается, таким образом, что после

одного полного прохода резонатора имеет в точности совпадающее с начальным распределение амплитуды. Волноводные моды такого резонатора могут иметь произвольное поперечное распределение амплитуды на зеркалах. Заметим, что это верно в том числе и для резонаторов Фабри-Перо, не имеющих волноводных мод в обычном случае.

Для того, чтобы резонатор с метаматериалом был устойчивым по

отношению к небольшим случайным изменениям его параметров, необходимо выполнение условия (4), так как в противном случае амплитуда мод при удалении от центра будет возрастать, что приведет к сильным дифракционным потерям в виду ограниченности всех элементов резонатора.

Волноводные моды произвольного профиля в резонаторе являются неустойчивыми: при небольшом изменении любого из параметров резонатора нарушаются условия их существования.

Исследуем распространение пучков в резонаторе, состоящем из двух слоев длин a и b с показателями преломления n_a и n_b при помощи метода лучевых матриц геометрической оптики. Матрица периода эквивалентной резонатору линзовой линии $M^{(1)}$ имеет независящий от расположения границ периода след, удвоенная величина которого называется лучевым инвариантом резонатора I :

$$I = \frac{1}{2} \text{Tr} M^{(1)} = 2\tilde{g}_1\tilde{g}_2 - 1 = 2 \cdot \left(1 - \frac{an_a + bn_b}{n_a R_1}\right) \left(1 - \frac{an_a + bn_b}{n_b R_2}\right) - 1 \quad (6)$$

Лучевая матрица $M^{(N)}$ соответствующая N прохождениям резонатора, определяется $M^{(N)} = (M^{(1)})^N$. Для того, чтобы при случайном небольшом отклонении луча от оптической оси резонатора после многократного прохождения резонатора он не вышел за его пределы (то есть, для устойчивости резонатора), элементы матрицы $M^{(N)}$ должны быть конечны для любого числа проходов N . Применяя теорему Сильвестра из матричного исчисления, получим, что это выполнено при $-1 < I < 1$, то есть, при

$$0 < \tilde{g}_1\tilde{g}_2 < 1. \quad (7)$$

Заметим, что, хотя условия (4) и (7) имеют одинаковый вид, в общем случае они не совпадают друг с другом. Частный случай, когда $L_{\text{eff}} = L_{\text{opt}}$ реализуется при $n_a = |n_b| = 1$. В этом случае происходит одинаковый сдвиг областей устойчивости на g -диаграмме (где $g_i = 1 - \frac{L}{R_i}$), определяемой фактической длиной резонатора. Пример такого сдвига изображен на рис.2.

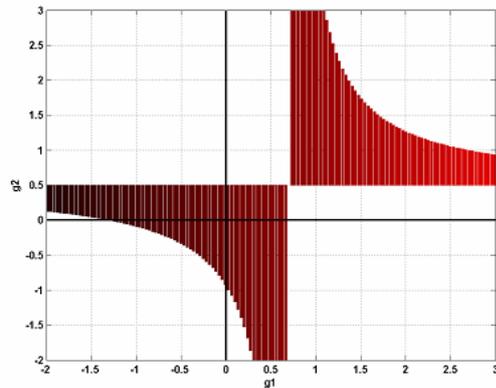


Рис. 2 Области устойчивости в двухслойном резонаторе с метаматериалом.

ЛИТЕРАТУРА

1. Н.О. Панфилова, Д.О. Сапарина, А.П. Сухоруков// Известия РАН сер. физ. 2006. Т. 70. № 12. С. 1722.
2. N. Engheta // IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters. 2002. V. 1. № 1.

РЕШЕТКИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ СОЛИТОНОВ В УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБКАХ С ОПТИЧЕСКИМИ ПРИМЕСЯМИ ПРИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

М.Б. Белоненко¹, Н.Г. Лебедев²

¹Лаборатория Нанотехнологий Волгоградского Института Бизнеса

²Волгоградский Государственный Педагогический Университет

1. Введение

Теоретические и экспериментальные исследования углеродных нанотрубок показали, что они обладают уникальными свойствами, обуславливающими неограниченные возможности их применений в различных областях науки и техники, в том числе и в микроэлектронике [1]. Особенный интерес вызывают нелинейные свойства нанотрубок, как акустической, так и электромагнитной природы. Вместе с тем, остались вне рассмотрения вопросы, связанные с нелинейными свойствами углеродных нанотрубок в оптическом диапазоне.

В работе рассматривается распространение переменного электромагнитного поля в системе углеродных нанотрубок типа «zig-zag» в присутствии оптических примесей в случае низких температур. Электронная система углеродных нанотрубок рассматривается микроскопически без учета взаимодействия с фононной подсистемой.

2. Основные соотношения и уравнения

Гамильтониан системы электронов в присутствии внешнего переменного электрического поля, записанного в калибровке $\vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{A}}{\partial t}$, имеет вид [2]:

$$H = \sum_{ps} \varepsilon_s(p - \frac{e}{c} A(t)) a_{ps}^+ a_{ps}, \quad (1)$$

где a_{ps}^+, a_{ps} - операторы рождения, уничтожения электронов с квазиимпульсом (p, s) ; $A(t)$ - величина вектор-потенциала электромагнитного поля, который имеет одну компоненту и направлен вдоль осей нанотрубок; $\varepsilon_s(p)$ - закон дисперсии электронов.

Оптические примеси рассматриваются в рамках модели двухуровневых систем. Получена система связанных уравнений на амплитуду вектор-потенциала электромагнитного поля и компоненты матрицы плотности, которые описывают примесь.

$$\frac{\partial^2 A}{\partial x^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + \frac{4\pi}{c} \frac{\partial P}{\partial t} + \frac{8\pi e \gamma n_0}{c} \sin\left(\frac{eaA}{c}\right) \bullet$$

$$\sum_{s=1}^m \int_{-\pi/a}^{\pi/a} dp \frac{\cos(ap) \cos(\pi s / m)}{\sqrt{1 + 4 \cos(ap - aeA/c) \cos(\pi s / m) + 4 \cos^2(\pi s / m)}} \frac{\exp(-\beta \varepsilon_s(p))}{1 + \exp(-\beta \varepsilon_s(p))} = 0, \quad (2)$$

$$\beta = 1/kT$$

где $\gamma \approx 2.7$ эВ, $a = 3b/2\hbar$, $b = 0.142$ нм расстояние между соседними атомами углерода в графене, $\vec{p} = (p_x, p_y)$, $\rho_0 = \exp(-H/kT)/Sp(\exp(-H/kT))$, k - постоянная Больцмана, T -температура.

Уравнения для поляризации можно получить следующим образом [3]. Если через Ψ_+ и Ψ_- обозначить амплитуды вероятностей верхнего (асимметричного) и нижнего (симметричного) состояний атома, отличающихся на энергию $\hbar\Omega_p$ (далее везде $\hbar=1$), и предположить, что переходы между уровнями осуществляются за счет взаимодействия дипольного момента атома примеси d_p с электрическим полем лазерного импульса, то для величин

$$N = \Psi_+^* \Psi_+ - \Psi_-^* \Psi_-,$$

$$P_+ = \Psi_-^* \Psi_+ + \Psi_+^* \Psi_-,$$

$$P_- = i(\Psi_-^* \Psi_+ - \Psi_+^* \Psi_-),$$

получаем уравнения в виде:

$$\frac{\partial N}{\partial t} = \frac{2d_p}{c} \frac{\partial A}{\partial t} P_-,$$

$$\frac{\partial P_+}{\partial t} = -\Omega_p P_-, \tag{3}$$

$$\frac{\partial P_-}{\partial t} = \Omega_p P_+ - \frac{2d_p}{c} \frac{\partial A}{\partial t} N$$

Макроскопическая поляризация, которая присутствует в уравнении (6) в этом случае есть:

$$P = n_p d_p P_+, \text{ где } n_p \text{ концентрация примесных атомов.}$$

Уравнения (2) и (3) и составляют полную систему уравнений, которая описывает нашу задачу.

Как показали результаты численных расчетов, в рассматриваемой задаче возникают солитонные решетки, аналогичные решениям уравнения sin-Gordon. Заметим, что решения соответствующие предельным случаям (при стремлении модуля Якоби к 1, для решений уравнения sin-Gordon) совпадают. Возможна и интерпретация получившейся нелинейной решетки, как решетки солитонов. Это связано с тем, что для случая уравнения sin-Gordon эллиптические функции Якоби sn и dn в пределах при стремлении модуля Якоби к 1, переходят в аналоги солитонных решений. В нашем же случае, в силу того, что в уравнении на амплитуду вектор-потенциала электромагнитного поля присутствуют высшие гармоники, происходит как дополнительная «модуляция» решения, так и разделение решения в пространстве на разные области. Введение примесей приводит к более сложному «строению» солитонных решеток. Возникновение устойчивых периодических колебаний можно связать с конкуренцией в рассматриваемой системе двух процессов. Первый процесс, связанный с дисперсией колебаний в рассматриваемой системе,

приводит к развалу пакета волн, в то время как второй, обусловленный нелинейностью, влечет за собой возрастание амплитуды пакета. Наличие нескольких видов модуляции можно объяснить тем, что эффективная система уравнений (2,3) является многокомпонентной. При этом «многогорбый» характер получающихся решений связывается нами с перекачкой энергии из системы электронов в электромагнитное поле, а низкочастотная составляющая связана с обменом энергией с примесной подсистемой. Данный механизм возникновения дополнительной «модуляции» за счет обмена энергией с примесной системой можно также проиллюстрировать зависимостью формы солитонных решеток от частоты переходов между уровнями примесной двухуровневой системы. В результате анализа полученных решений можно сделать следующие выводы.

1. Получены решения уравнения, которые задают регулярную периодическую структуру электромагнитного поля.
2. Образующаяся регулярная структура будет в общем случае двигаться равномерно и прямолинейно с соответствующей скоростью вдоль оси координат u . Движение электрического поля вызовет появление соответствующего тока, текущего вдоль отдельной углеродной нанотрубки.
3. Существование регулярной периодической структуры электрического поля приводит при взаимодействии с такой структурой дополнительной заряженной частицы к квантованию его энергии (в силу теоремы Флоке). Подобное квантование приводит к наличию дополнительных энергетических уровней в спектрах.
4. Влияние оптических примесей сводится к установлению более сложной формы солитонной решетки с несколькими видами модуляции, что вызвано обменом энергией между электронами, электромагнитным полем и примесной подсистемой.
5. Наиболее сильно примесная система влияет на форму солитонной решетки, когда частота переходов между уровнями примесной двухуровневой системы попадает в спектр солитонной решетки в отсутствие примесей.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант № 08-02-00663).

ЛИТЕРАТУРА

1. M.S. Dresselhaus, G. Dresselhaus, P.C. Eklund "Science of Fullerenes and Carbon Nanotubes" Academic Press, Inc. 1996. 965 pp.
2. М.Б. Белоненко, Н.Г. Лебедев, Е.В. Демушкина //ФТТ. Т. 50, N2, С. 367.
3. Л. Аллен, Дж. Эберли "Оптический резонанс и двухуровневые атомы"- М.: Мир, 1978. 222 с.

ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА СТРУКТУР КРЕМНИЕВЫХ НАНОКЛАСТЕРОВ, СОДЕРЖАЩИХСЯ В МАТРИЦЕ ДИОКСИДА КРЕМНИЯ, ЛЕГИРОВАННОЙ ИОНАМИ Er^{3+}

С.А. Дьяков, Д.М. Жигунов

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова

Как известно, весьма перспективным является использование кремниевых нанокристаллов (nc-Si) для эффективного возбуждения фотолюминесценции (ФЛ) ионов Er^{3+} . Данная ФЛ представляет практический интерес с точки зрения создания излучающих оптоэлектронных устройств с длиной волны 1535 нм, что соответствует области прозрачности волоконных линий связи. Как показали дальнейшие исследования, нанокристаллы кремния являются не единственными эффективными сенситизаторами эрбиевой ФЛ. Аморфные кремниевые нанокластеры, находящиеся в матрице диоксида кремния, легированной эрбием позволяют получить еще более высокий выход ФЛ на 1535 нм. Исследуемые образцы готовились методом термического реактивного напыления слоев SiO и SiO₂. Последующий отжиг в атмосфере азота при температуре 1100°C приводил к формированию нанокристаллов, а при температуре 900°C – аморфных нанокластеров. Внедрение эрбия осуществлялось методом ионной имплантации.

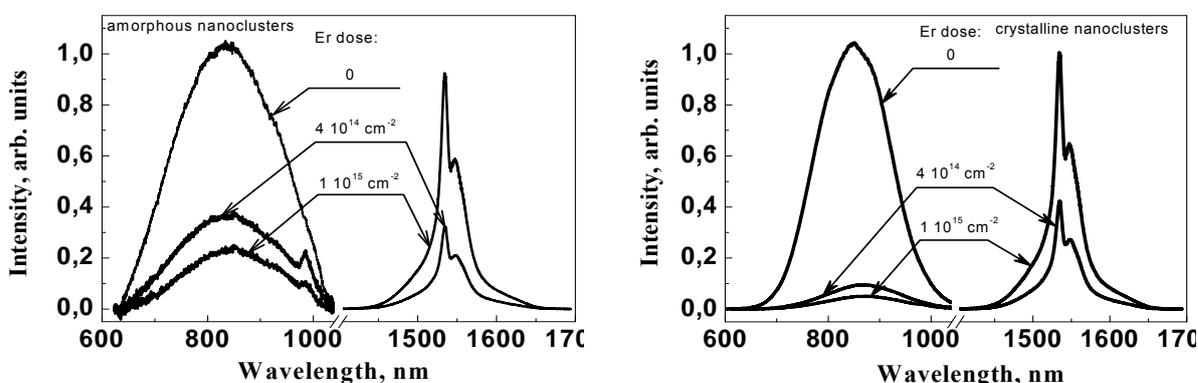


Рис.1. Спектры ФЛ образцов, содержащие кремниевые аморфные нанокластеры (слева) и нанокристаллы (справа), при разных дозах ионов Er^{3+} .

В работе были измерены спектры ФЛ (рис. 1) в видимом и инфракрасном диапазонах. Отсутствие в случае аморфных нанокластеров резкого гашения ФЛ при увеличении дозы эрбия может быть объяснено эффективной конкуренцией двух процессов – безызлучательной рекомбинацией экситонов (в отличие от случая нанокристаллов) и переноса энергии эрбию.

Преимуществами аморфных нанокластеров перед кристаллическими в качестве сенсibilизаторов эрбиевой ФЛ заключается в том, что, во-первых, как было указано, нанокластеры могут быть сформированы при более низких температурах отжига, а во-вторых, кооперативные процессы слабее влияют на ФЛ на 1535 нм, в отличие от случая с нанокристаллами.

Исследование временных профилей (кинетик) спада и нарастания ФЛ на 800 нм, показало, что в случае нанокристаллов кинетика может быть аппроксимирована суммой двух так называемых растянутых экспонент,

$$I_{nc}(t) = I_1 \cdot e^{-\left(\frac{t}{\tau_1}\right)^{\beta_1}} + I_2 \cdot e^{-\left(\frac{t}{\tau_2}\right)^{\beta_2}},$$

а в случае нанокластеров – одной:

$$I_{nc}(t) = I_0 \cdot e^{-\left(\frac{t}{\tau_0}\right)^{\beta_0}}.$$

Параметры аппроксимации приведены в табл. 1.

Образец	I_1	I_2	β_1	β_2	τ_1	τ_2
Б0	1,02	0,00	0,70	1,00	38,86	0,01
Б1	0,68	0,32	0,79	0,86	38,71	9,91
Б2	0,72	0,29	0,81	0,89	38,70	9,39
Б3	0,75	0,26	0,77	0,85	38,70	9,18
Б4	0,73	0,28	0,81	0,93	38,70	8,44
А0	1,01	-	0,50	-	0,90	-
А1	1,05	-	0,57	-	0,65	-
А2	1,04	-	0,58	-	0,57	-
А3	1,04	-	0,60	-	0,58	-
А4	1,04	-	0,61	-	0,56	-

Табл. 1. Параметры аппроксимации кинетик образцов. Серия А – образцы, содержащие аморфные нанокластеры кремния, серия Б – кристаллические. Образцы А0 и Б0 не содержат эрбия.

Анализируя их, приходим к выводу, что часть нанокристаллов передает энергию эрбию, а другая часть не передает. Время жизни ФЛ первых тем меньше, чем больше концентрация эрбия, а вторых - не изменяется с увеличением концентрации эрбия. Результаты

аппроксимаций кинетик, содержащих аморфные нанокластеры, говорят о том, что механизмы взаимодействия аморфных и кристаллических нанокластеров с ионами Er^{3+} различны.

Итак, аморфные нанокластеры, как и кристаллические, могут быть эффективными донорами энергии для ионов эрбия.

ЛИТЕРАТУРА

1. D. Comedi, O.H.Y. Zalloum, E.A. Irving et al. X-ray diffraction study of crystalline Si nanoclusters formation in annealed silicon-rich silicon oxides // *Journal of Applied Physics*. 2006. V. 99. P. 023518.
2. M. Falconieri, E. Borsella, F. Enrichi et al. Probe of the Si nanoclusters to Er^{3+} energytransfer dynamics by double-pulse excitation // *Applied Physics Letters*. 2005. V. 87. V. 06119.
3. M. Lourenco, M. Gwilliam, K. Homewood. Extraordinary optical gain from silicon implanted with erbium // *Applied Physics Letters*. 2007. V. 91. P. 141122.

УСИЛЕНИЕ ЭФФЕКТОВ САМОВОЗДЕЙСТВИЯ СВЕТА В ДВУЛУЧЕПРЕЛОМЛЯЮЩЕМ МЕЗОПОРИСТОМ КРЕМНИИ

Н.А. Пискунов, С.В. Заботнов, Л.А. Головань, М.А. Копыловский*,
Ю.В. Громов*, В.Я. Гайворонский*

*Физический факультет, Московского государственного университета,
им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия*

**Институт физики, Национальная академия наук, Киев, Украина*

Прогресс современной фотоники непрерывно требует создания новых материалов с эффективной генерацией света, а также позволяющие создавать оптические переключатели на их основе. Как известно многие полупроводники обладают квадратичной или кубической нелинейной восприимчивостью на один или два порядка большей, чем у стандартных нелинейных кристаллов, используемых для преобразования частот. Следовательно, наноструктуры сформированные на основе таких полупроводников являются новым поколением нелинейно-оптических элементов.

Особый интерес представляют наносистемы, созданные на основе кремния – базового элемента современной электроники. Так, в настоящее время активно ведутся работы по созданию на его основе светоизлучающих устройств, а так же интегрированных оптических элементов. Одним из эффективных методов формирования кремниевых наноструктур является анодное электрохимическое травление, в результате которого формируется пористый кремний (ПК) [1]. Этот композитный материал образован нанокристаллами Si. Размеры пор и кремниевых остатков составляют от единиц до нескольких сотен нанометров в зависимости от режима формирования. Одной из особенностей получения ПК является большая скорость травления вдоль кристаллографических направлений $\langle 100 \rangle$, что приводит к преимущественному росту пор в этих направлениях и, вследствие этого, к заметной анизотропии морфологии слоев ПК [2]. Таким образом, в слоях ПК наблюдается так называемое двулучепреломление формы [3].

Недавно было изучен процесс генерации третьей гармоники в ПК [4, 5]. Однако влияние анизотропии и пористости на эффективность двухфотонного поглощения (ДФП) и самофокусировки до сих пор не изучено.

Для исследования процессов самовоздействия был использован лазер Nd:YAG (40 пс 1064 нм). Образцы ПК проявляют высокую эффективность ДФП (Рис. 1). Коэффициент ДФП β лежит в пределах от 6 до 20 см/МВт в зависимости от пористости и поляризации падающей волны, в то время как для кристаллического Si $\beta \sim 1$ см/ГВт. При этом зависимость величины β для

обыкновенной и необыкновенной волн, и их анизотропии от пористости не монотонны.

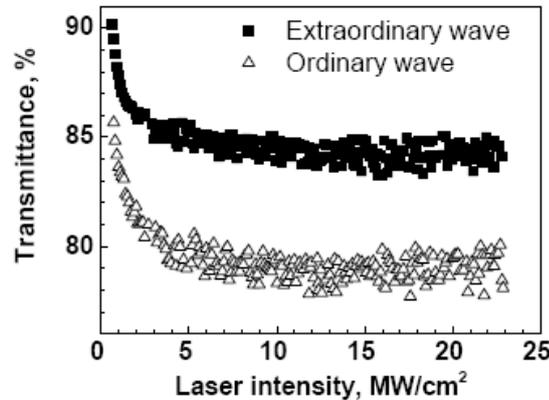


Рис. 1. Пропускание двулучепреломляющего ПК при различных мощностях накачки.

Эффективность самофокусировки в пористом кремнии намного выше, по сравнению с кристаллическим.

На каждом из них можно выделить две области, характеризующиеся различными значениями коэффициента двухфотонного поглощения (β), указанными на рис. 3.6. Для интенсивности менее 5 МВт/см^2 в пределах погрешности эксперимента коэффициент β одинаков для обыкновенной и необыкновенной волны, в то время как при увеличении интенсивности ($I > 10 \text{ МВт/см}^2$) его величина уменьшается на два порядка и становится анизотропной. Такое поведение указывает на наличие двух механизмов двухфотонного поглощения. При малых интенсивностях основное влияние на поглощение оказывают дефекты и кислородные комплексы на поверхности пор. Они распределены равномерно в объеме материала, поэтому коэффициент β одинаков для различных поляризаций падающего света. При увеличении интенсивности в ПК происходит насыщение дефектных состояний и ловушек, поэтому основной вклад оказывает двухфотонное поглощение в нанокристаллах кремния. В этом случае большое значение имеет форма нанокристаллов, т.е. их анизотропия. Локальные поля, возникающие внутри нанокристаллов при облучении светом, различаются для направлений, параллельного оптической оси образца и перпендикулярного ей. В случае больших интенсивностей лазерного излучения немонотонная зависимость коэффициента β от пористости ПК обусловлена действием двух конкурирующих процессов. С одной стороны в материале с большей пористостью содержится меньше нанокристаллического кремния, что уменьшает вероятность двухфотонного поглощения, в то же время при этом наблюдается рост локальных полей внутри нанокристаллов, что подтверждается характером генерации третьей гармоники [4,5].

Помимо этого было измерено осевое пропускание при варьировании интенсивности лазерного излучения накачки. Можно выделить два

характерных участка этой зависимости. Для небольших интенсивностей (менее 3 МВт/см²) происходит самофокусировка (эффект Керра) лазерного пучка. В этой области рассчитаны значения действительной части тензора кубической восприимчивости $\chi^{(3)}$, они различаются для двух взаимно перпендикулярных направлений поляризации падающего излучения, что скорее всего обусловлено анизотропией формы нанокристаллов кремния. При возрастании интенсивности ($I > 3$ МВт/см²) наблюдалась самодефокусировка лазерного пучка.

Таким образом, двулучепреломляющий ПК проявляет эффективную кубическую восприимчивость, на 3 порядка большую, чем кристаллический, и обладает анизотропным ДФП.

ЛИТЕРАТУРА

1. W. Theiß // Surf. Science Rep. 1997. V. 29. P. 91.
2. N. Künzner, J. Diener, E. Gross et al // Phys. Rev. B. 2005. V. 71. P. 195304.
3. D. Kovalev, G. Polisski, J. Diener, et al // Applied Physics Letters. 2001. V. 78. P. 916.
4. L.A. Golovan', L.P. Kuznetsova, A.B. Fedotov et al // Applied Physics B. 2003. V. 76. P. 429.
5. S.V. Zobotnov, S.O. Konorov, L.A. Golovan, et al // Physica Status Solidi (a). 2005. V. 202. P. 1673.

АНИЗОТРОПНЫЕ ПЛАЗМОННЫЕ МЕТАМАТЕРИАЛЫ

М.Р. Щербаков, П.П. Вабищевич, А.А. Федянин

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова

Управление распространением света на нанометровых масштабах является одна из важнейших задач современной оптики и лазерной физики. Одним из решений, связанных с обработкой оптического сигнала на субдлинноволновых масштабах, является использование поверхностных плазмонов – электромагнитных и плазменных колебаний, локализованных вблизи границы раздела металл-диэлектрик. Наноструктурирование среды, в которой может возбуждаться такая поверхностная волна, позволяет создавать различные условия распространения и преобразования оптического сигнала, как пассивным, так и активным образом. Материалы, имеющие особенности структурирования сравнимые или меньшие длины волны распространяющегося через них света, приобретают аномальные эффективные характеристики, включая, например, отрицательный показатель преломления. Такие материалы относятся к классу так называемых метаматериалов [1].

Считается, что природа аномального оптического отклика метаматериалов заключается в резонансном взаимодействии электромагнитного излучения с веществом. Оптически непрозрачная металлическая пленка после создания в ней массива субдлинноволновых отверстий обладает аномально большим пропусканием [2]. При этом, спектр пропускания имеет характерные резонансные особенности на длинах волн, сопоставимых с периодом структурирования. В такой системе открывается возможность для эффективного возбуждения поверхностных плазмонов, что позволяет поверхностным модам с одной стороны пленки резонансно взаимодействовать с модами на другой. Это приводит к резонансному дальнепольному отклику на определенных длинах волн. Более детальный анализ показывает, что подобного рода структуры способны не только проявлять спектральную селекцию по отношению к падающему излучению, но и преобразовывать состояние его поляризации, причем вид и степень преобразования существенным образом зависят от вида его наноструктурирования [3].

В данной работе проведен подробное экспериментальное исследование возможности изменять состояние поляризации излучения с помощью наноплазмонных структур. На рис. 1 изображены фрагменты исследованных массивов отверстий. Структура образцов была рассчитана таким образом, чтобы они различались как по форме отверстий, так и по типу двумерной решетки массива. Образцы были изготовлены на основе серебряной пленки толщиной 150 нм, напыленной на подложку из плавленого кварца. Отверстия создавались методом фокусированного ионного пучка, область перфорации составила 100×100 мкм².

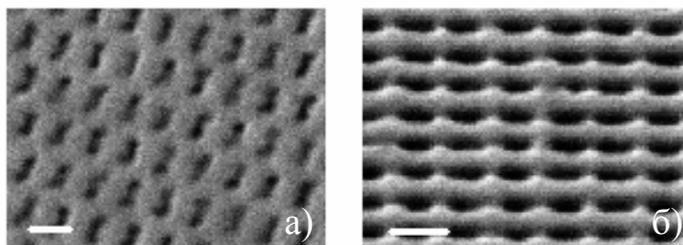


Рис. 1. СЭМ-изображения наноплазмонных структур, полученных методом фокусированного ионного пучка. Масштаб на изображениях соответствует 500 нм.

Для выявления способности объектов исследования к вращению и эллиптизации проходящего через них излучения, были проведены поляризметрические исследования для различных состояний поляризации света, падающего на поверхность образца. На рис. 2 приведены характерные спектральные зависимости пропускания, вращения плоскости поляризации, а также эллиптичности прошедшего излучения для одного из образцов.

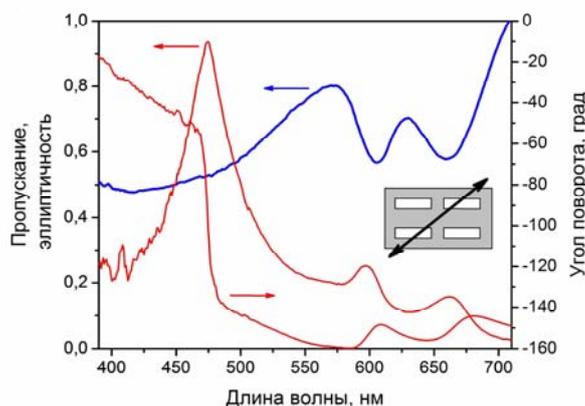


Рис. 2. Характерные спектры пропускания, вращения и эллиптизации плоскополяризованного света, проходящего через образец, изображенный на рис. 1б. На вставке схематически изображено направление поляризации волны, падающей на массив nanoотверстий.

Часть резонансных особенностей в спектрах оптической активности образца соответствует резонансному взаимодействию света с перфорированным металлом, вызывающему соответствующие особенности спектра пропускания.

Наблюдаемые эффекты могут быть объяснены в терминах наведенного дихроизма и двулучепреломления в различных базисах электромагнитных волн. Анализ поляризационных свойств образца б) показал, что спектр его пропускания сильно зависит от направления поляризации падающего света относительно главных осей массива прямоугольных отверстий. При этом наблюдаются два ортогональных направления поляризации (вдоль сторон прямоугольника), для которых что поворот и эллиптичность света близки к нулю для всех длин волн исследуемого спектрального диапазона. С другой стороны, при падении

света, поляризованного не вдоль осей массива нанодоверстий, существуют длины волн, на которых проекция на одно из направлений массива дает пропускание большее, чем проекция на другое направление; непропорциональность результирующих ортогональных компонент исходным и приводит к вращению плоскости поляризации. Поляризационным базисом такой структуры являются ортогональные плоскополяризованные волны.

Наноплазменная структура, изображенная на рис. 1а), также анизотропна по отношению к ориентации поляризации действующего излучения; у нее также существуют два ортогональных направления, вдоль которых вращение минимально. Однако, результаты поляриметрии этого образца, зеркально развернутого на 180 градусов показывают, что во вращении появляются отличия по сравнению с прямой геометрией эксперимента. На рис. 3 изображена зависимость угла вращения поляризации от угла ориентации исходной плоской поляризации относительно осей массива отверстий.

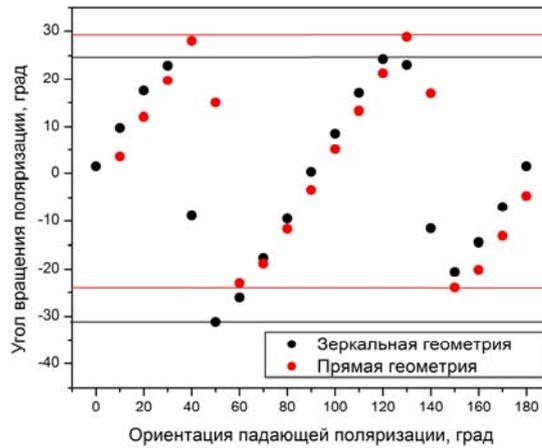


Рис. 3. Асимметрия вращения плоскости поляризации относительно отражения геометрии эксперимента. Данные поляриметрии на $\lambda=525$ нм.

Из графика видно, что существует компонента поворота, чувствительная к направлению распространения света через массив. Это, по аналогии с эффектом Фарадея в магнитных средах, говорит о частичной циркулярности базиса волн для данной структуры.

Таким образом, в результате работы показано наличие аномальной анизотропии плазмонных метаматериалов, что позволяет таким структурам эффективно управлять поляризацией света на субдлинноволновых масштабах.

ЛИТЕРАТУРА

1. R.A. Shelby, et al // Science. 2001. V. 292. P. 77.
2. T.W. Ebbesen, et al // Nature (London). 1998. V. 391. P. 667.
3. R. Gordon, et al // Phys. Rev. Lett. 2004. 92, No. 3. 037401.