

ЧАСТЬ 3. ФОТОННЫЕ КРИСТАЛЛЫ И МЕТАМАТЕРИАЛЫ

ПОЛЯРИЗОВАННЫЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ СОЛИТОНЫ В УГЛЕРОДНЫХ
НАНОТРУБКАХ

М.Б. Белonenko, Н.Г. Лебедев, Е.В. Сочнева..... 3

УГЛЕРОДНЫЕ НАНОТРУБКИ С ПРИМЕСЯМИ КАК УСТРОЙСТВА КВАНТОВОЙ
ПАМЯТИ

М.Б. Белonenko, Н.Г. Лебедев 6

НЕЛИНЕЙНАЯ ПРОВОДИМОСТЬ ОДНОСЛОЙНЫХ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК
ТИПА «ЗИГЗАГ»

М.Б. Белonenko, С.Ю. Глазов, Н.Е. Мещерякова 9

УПРАВЛЕНИЕ УЛЬТРАКОРОТКИМИ ОПТИЧЕСКИМИ ИМПУЛЬСАМИ
ЭЛЕКТРИЧЕСКИМИ ПОЛЯМИ В УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБКАХ ПРИ НИЗКИХ
ТЕМПЕРАТУРАХ

М.Б. Белonenko, Н.Г. Лебедев, О.Ю. Тузалина..... 12

ПЬЕЗОРЕЗИСТИВНЫЙ ЭФФЕКТ В ОДНОСЛОЙНЫХ УГЛЕРОДНЫХ
НАНОТРУБКАХ

О.С. Ляпкосова, Н.Г. Лебедев..... 15

УПРАВЛЕНИЕ СВЕТОМ В НЕЛИНЕЙНЫХ ФОТОННЫХ РЕШЕТКАХ

А.А. Сухоруков 18

МОДЕЛИРОВАНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН В
ДВУМЕРНЫХ ЛАБИРИНТНЫХ ФОТОННЫХ СТРУКТУРАХ

О.Г. Романов 21

БРЭГГОВСКАЯ ДИФРАКЦИЯ ОПТИЧЕСКИХ ИМПУЛЬСОВ ПО СХЕМЕ ЛАУЭ В
ЛИНЕЙНОМ ФОТОННОМ КРИСТАЛЛЕ

А.А. Скорынин, В.А. Бушуев, Б.И. Манцызов 24

МИКРОСТРУКТУРИРОВАННЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ ВОЛОКОНА С НИЗКИМ
ПЕРЕПАДОМ КОЭФФИЦИЕНТА ДИСПЕРСИИ

А.В. Садовников, М.П. Черняев, А.Г. Рожнёв 27

ВЫНУЖДЕННОЕ РАССЕЯНИЕ СВЕТА НА ОПТИЧЕСКИХ ФОНОНАХ В
КВАНТОВОМ РУЛОНЕ СО СВЕРХСТРУКТУРОЙ

Ю.А. Гришина, Г. А. Сыродоев 30

МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПЛАЗМОННЫХ СИСТЕМ

**А.Н. Калиш, В.И. Белотелов, Д.А. Быков, Л.Л. Досколович,
А.К. Звездин 33**

ДИФРАКЦИЯ ПОВЕРХНОСТНЫХ ПЛАЗМОН-ПОЛЯРИТОННЫХ ВОЛН В
МЕТАЛЛАХ И МЕТАМАТЕРИАЛАХ

Д.О. Сапарина, А.П. Сухоруков 36

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН В ПЕРИОДИЧЕСКОЙ
СТРУКТУРЕ ПОЛУПРОВОДНИК-МЕТАМАТЕРИАЛ

М.В. Головкина 39

ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ДВУХСЛОЙНОЙ ВОЛНОВОДНОЙ
СТРУКТУРЫ СО СЛОЕМ МЕТАМАТЕРИАЛА И ТОНКОЙ СВЕРХПРОВОДЯЩЕЙ
ПЛЕНКОЙ

М.В. Головкина 42

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МЕТАМАТЕРИАЛОВ ДЛЯ УЛУЧШЕНИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ
ХАРАКТЕРИСТИК ПЕЧАТНЫХ АНТЕНН

О.П. Пономарев, В.Ю. Воробейкин 45

ПОЛЯРИЗОВАННЫЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ СОЛИТОНЫ В УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБКАХ

М.Б. Белоненко¹, Н.Г. Лебедев², Е.В. Сочнева²

¹ Волгоградский Институт Бизнеса,

² Волгоградский Государственный Университет

1. Введение

Исследования показали, что нанотрубки обладают уникальными свойствами: очень высокой прочностью, проводимостью (полупроводниковой или металлической) и рядом других свойств, обуславливающих неограниченные возможности их применений, например в микроэлектронике [1].

Исследование электронной структуры УНТ приведено в достаточно большом количестве работ [2] и, как правило, проводится в рамках анализа динамики π - электронов в приближении сильной связи. Рассмотрим переменное электрическое поле, распространяющееся в системе углеродных нанотрубок (УНТ) в геометрии представленной на рис.1.

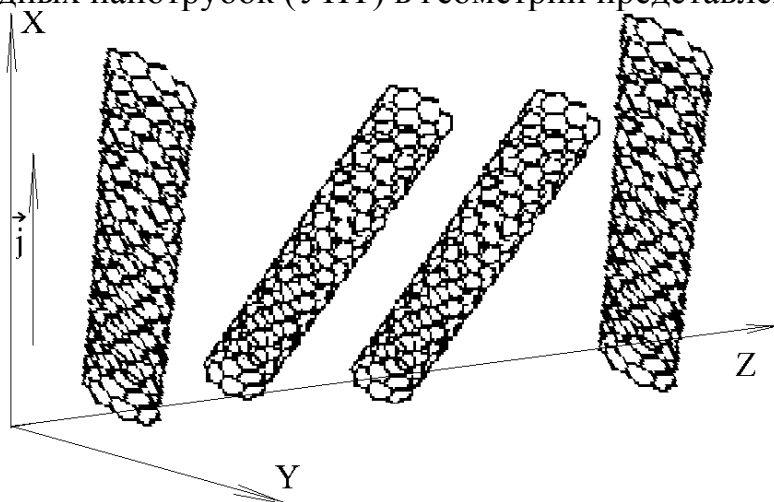


Рис. 1. Система нанотрубок.

Закон дисперсии электронов, который описывает свойства графена, как известно, есть:

$$E(\vec{p}) = \pm \gamma \sqrt{1 + 4 \cos(ap_x) \cos(ap_y / \sqrt{3}) + 4 \cos^2(ap_y / \sqrt{3})},$$

где $\gamma \approx 2.7 \text{ эВ}$, $a = 3b/2\hbar$, $b = 0.142 \text{ нм}$ — расстояние между соседними атомами углерода в графене, $\vec{p} = (p_x, p_y)$; знаки \pm относятся к электронам в зоне проводимости и валентной зоне. Для получения закона дисперсии в случае УНТ необходимо учесть способ сворачивания графеновой плоскости в цилиндр и наложить условия квантования квазиимпульса \vec{p} в направлении вдоль окружности УНТ. Например, для УНТ типа zigzag (6, 0) получаем закон дисперсии:

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

где квазиимпульс \vec{p} задается как (p_z, s) , $s = 1, 2 \dots m$, $m = 6$.

Электромагнитное поле импульса будем описывать классически, на основании уравнений Максвелла. При выборе калибровки как $\vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{A}}{\partial t}$, уравнения Максвелла с учетом диэлектрических и магнитных свойств УНТ можно записать как:

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

При записи уравнения (2) было пренебрежено дифракционным расплыванием лазерного пучка в направлениях перпендикулярных оси распространения, и считается, что вектор - потенциал \vec{A} имеет вид $\vec{A} = (A_x(z,t), A_y(z,t), 0)$, а ток $\vec{j} = (j_x(z,t), j_y(z,t), 0)$.

Для определения тока воспользуемся полуклассическим приближением [3], взяв закон дисперсии (1) из квантово-механической модели и опишем эволюцию ансамбля частиц при помощи классического кинетического уравнения Больцмана в приближении времен релаксации:

$$\frac{\partial f}{\partial t} - \frac{q}{c} \frac{\partial (A_x(t) \cos \alpha + A_y(t) \sin \alpha)}{\partial t} \frac{\partial f}{\partial p_z} = \frac{F_0 - f}{\tau}. \quad (3)$$

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. Время релаксации τ можно оценить согласно [16] примерно как $3 \cdot 10^{-13}$ с.

На рисунке показана динамика компоненты электрического поля при $\alpha = \pi/6$. Учет наклона нанотрубок относительно друг друга привел к появлению поляризации по оси y .

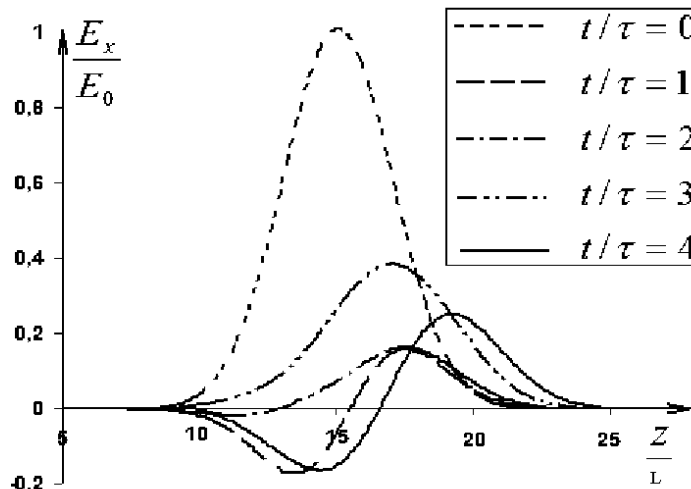


Рис. 2. Динамика компоненты поля E_x , $L=0.1$ мкм.

Отметим, что происходит как сильное изменение формы ультракороткого оптического импульса, так и перекачка энергии из компоненты поля с одной поляризацией в компоненту поля с другой поляризацией. Это является общей чертой для многокомпонентных нелинейных систем, и в данном случае позволяет использовать системы углеродных нанотрубок для управления поляризацией ультракоротких лазерных импульсов.

Из проведенного исследования можно сделать следующие основные выводы:

1. Получены решения эффективного уравнения, которые являются аналогом солитонов уравнения sine–Gordon.
2. Первоначальное возмущение распадается в общем случае на несколько импульсов, часть из которых движется в направлении обратном направлению движения импульса с максимумом амплитуды.

ЛИТЕРАТУРА

1. M.S. Dresselhaus, G. Dresselhaus, P.C. Eklund. “Science of Fullerenes and Carbon Nanotubes” Academic Press, Inc. 1996. 965 p.
2. M.F. Lin and K.W.-K. Shung // Phys. Rev. B. 1994. V. 50. № 23. P. 17744.
3. M.B. Belonenko, E.V. Demushkina, N.G. Lebedev // Journal of Russian Laser Research. 2006. V. 27, No. 5.

УГЛЕРОДНЫЕ НАНОТРУБКИ С ПРИМЕСЯМИ КАК УСТРОЙСТВА КВАНТОВОЙ ПАМЯТИ

М.Б. Белоненко ¹, Н.Г. Лебедев ²

¹ Волгоградский Институт Бизнеса

² Волгоградский Государственный Университет

Интерес к квантовым компьютерам, идею которых впервые высказал Р. Фейнман, существенно возрос после появления различного рода квантовых алгоритмов, которые существенно сокращают за счет квантового параллелизма вычисления [1]. Отметим, что уже неоднократно заявлялось, что квантовый компьютер, состоящий из порядка $10^3 - 10^4$ кубитов окупит любые затраты на свое создание.

Отметим, что декогерентизация, связанная с взаимодействием с фононной подсистемой является общей проблемой для всех известных физических реализаций квантовых компьютеров. Единственный, предлагаемый метод борьбы с этим эффектом, это переход в область низких и сверхнизких температур, где фононные моды характеризуются малыми числами заполнения. Вместе с тем, существуют в настоящее время вещества и соединения, где в спектре фононов имеется щель. Наличие такой щели может привести к тому, что однофононные процессы релаксации окажутся подавленными и время декогерентизации резко увеличиться. Ближайшим аналогом таких веществ являются т.н. фотонные кристаллы [2]. Учитывая, что нанотрубки (НТ) уже предлагались для использования в устройствах квантовых вычислений [3, 4] предлагается также рассмотреть эти вещества с точки зрения особенностей их фононного спектра и использовать как резервуары для хранения активных ионов участвующих в квантовых вычислениях.

Фононный спектр однослойных углеродных нанотрубок (ОУНТ) был рассчитан методами классической механики (Гамильтонов формализм) в приближении графитового слоя. При этом соседние атомы кристаллической решётки изначально считаются не идентичными (узлы А соединены только с узлами В и наоборот). Радиус-векторы узлов подрешеток А и В можно представить в виде:

$$\vec{r}_{ij}^A = i\vec{\Delta}_1 + j\vec{\Delta}_2, \vec{r}_{ij}^B = i\vec{\Delta}_1 + j\vec{\Delta}_2, \vec{r}_{ij}^B = \vec{r}_{ij}^A + \vec{\Delta}_3,$$

где вектора Δ_s – базисные вектора трансляций графитового слоя ($s = 1, 2, 3$). Обобщенные импульсы атомов обоих типов:

$$\mathbf{p}_{ij}^A = \dot{\mathbf{q}}_{ij}^A m, \mathbf{p}_{ij}^B = \dot{\mathbf{q}}_{ij}^B m.$$

Гамильтониан ОУНТ в гармоническом приближении можно записать в следующем виде:

$$H = \sum_{i,j} \left(\frac{(p_{ij}^A)^2}{2m} + \frac{(p_{ij}^B)^2}{2m} \right) + \frac{\aleph}{2} \sum_{i,j} [(r_{ij}^A - r_{i-1,j}^B)^2 + (r_{ij}^A - r_{i-1,j+1}^B)^2 + (r_{ij}^A - r_{ij}^B)^2] + \frac{\aleph}{2} \sum_{i,j} [(r_{ij}^B - r_{i+1,j}^A)^2 + (r_{ij}^B - r_{i+1,j-1}^A)^2 + (r_{ij}^B - r_{ij}^A)^2] \quad (1)$$

где m – масса атома углерода, \aleph – константа связи соседних атомов углерода, первое слагаемое – кинетическая энергия движения атомов, второе – потенциальная энергия взаимодействия в приближении ближайших соседей.

Были записаны уравнения движения, решения которых выбирались в виде плоских волн. В результате было получено дисперсионное уравнение, решения которого имеют вид:

$$\omega_{1,2}^2 = 6\omega_0^2 \pm \frac{1}{2} \sqrt{(12)^2 \omega_0^4 - 16\omega_0^4(9 - \mu)} = 6\omega_0^2 \pm \sqrt{36\omega_0^4 - 36\omega_0^4 + 4\mu} = 6\omega_0^2 \pm 2\sqrt{\mu} \quad (2)$$

$$\text{где } \mu = 1 + 4 \cos^2 \left(\frac{\sqrt{3}}{2} a_c k_y \right) + 4 \cos \left(\frac{3}{2} a_c k_x \right) \cos \left(\frac{\sqrt{3}}{2} a_c k_y \right)$$

На рисунке 1 изображены дисперсионные кривые фононов различных ОУНТ, полученные по формуле (2). На графиках видны акустические и оптические ветви колебаний, фононный спектр разделен на две подзоны. Для полупроводниковых НТ (рис. 1а, 1б) наблюдается запрещенная щель в фононном спектре шириной около 0.02 эВ.

Также показано, что проводящие НТ такой щели в фононном спектре не имеют.

В заключении сформулируем кратко основные выводы из проделанной работы:

1. Предложен эффективный гамильтониан для вычисления фононных спектров однослойных углеродных нанотрубок и определено, что в фононных спектрах однослойных углеродных нанотрубок существует запрещенная зона,

2. Предложено использовать интерканализированные в однослойные углеродные нанотрубки молекулы кислорода и фтора для построения кубитов, рабочими уровнями которых являются два низших уровня колебаний ядер молекул.

3. Предложенная схема позволяет увеличить время декогерентизации, за счет подавления процессов однофононной релаксации.

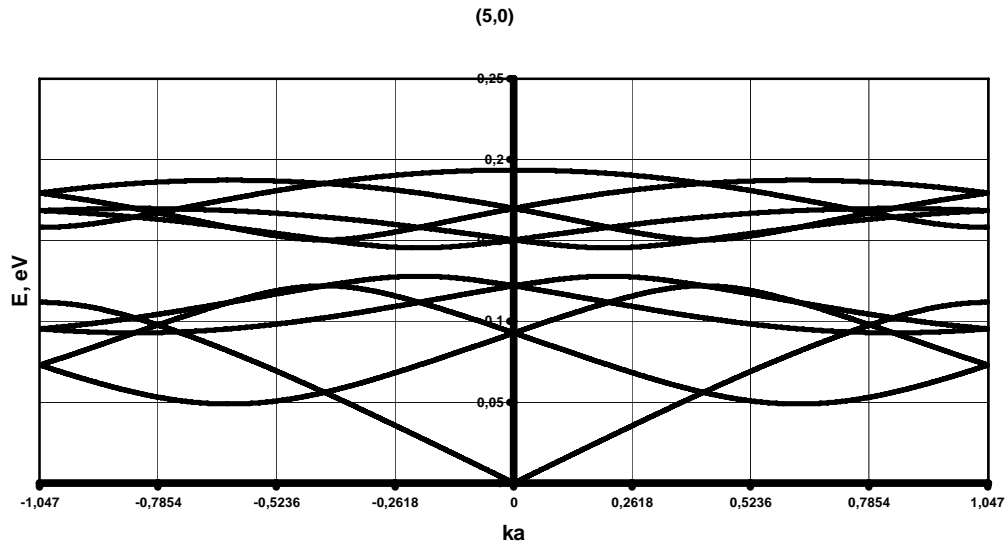


Рис. 1. Фононные спектры ОУНТ (5, 0).

ЛИТЕРАТУРА

1. P. Shor // SIAM J. Comp. 1997. V. 26. P. 1484.
2. A. Reisinger // Appl. Opt. 1973. V. 12. P. 1015.
3. Belonenko M.B., N.G. Lebedev, I.V. Zaporotskova // 6th Biennial Int. Workshop "Fullerenes and Atomic clusters" Abstracts of invited lectures & contributed papers. St. Peterburg, 2003. P. 91.
4. М.Б. Белоненко, Н.Г. Лебедев // ЖТФ. 2009. Т.79, вып. 3. С. 12.

НЕЛИНЕЙНАЯ ПРОВОДИМОСТЬ ОДНОСЛОЙНЫХ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК ТИПА «ЗИГЗАГ»

М.Б. Белоненко ¹, С.Ю. Глазов ², Н.Е. Мещерякова

¹Лаборатория Нанотехнологий Волгоградского Института Бизнеса

²Волгоградский Государственный Педагогический Университет

Исследованию нелинейных свойств углеродных нанотрубок (УНТ) посвящено достаточно большое количество работ [1-3], поскольку круг возможных практических применений углеродных нанотрубок весьма широк.

В данной работе рассмотрена нелинейная проводимость системы однослойных углеродных нанотрубок типа «зигзаг» под действием переменного электрического поля, приложенного вдоль оси УНТ (Рис.1). При этом предполагается, что нанотрубки относятся к полупроводниковому типу.

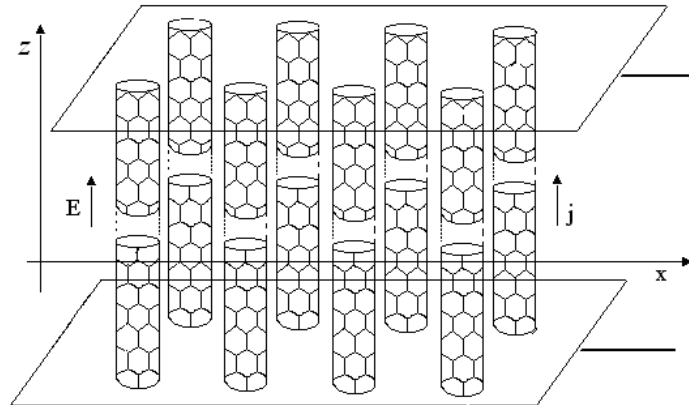


Рис. 1. Геометрия задачи.

Теоретическое рассмотрение электронных свойств УНТ, как правило, проводится в рамках анализа динамики π -электронов в приближении сильной связи. Для нанотрубок типа «зигзаг» закон дисперсии носителей имеет вид:

$$\varepsilon_{v,c}(p_z, s) = \pm \gamma_0 \sqrt{1 + 4 \cos(ap_z) \cos(\pi s / m) + 4 \cos^2(\pi s / m)}, \quad (1)$$

где квазиимпульс \vec{p} задается как (p, s) , $s = 1, 2 \dots m$, нанотрубка имеет тип $(m, 0)$, считаем, что m не кратно 3, $\gamma_0 \approx 2.7$ эВ, $a = 3b / 2\hbar$, $b = 0.142$ нм.

Средняя плотность тока j_z , текущего вдоль оси Z в рассматриваемой системе, можно найти по формуле

$$j_z = \frac{eN}{\pi \hbar} \sum_s \int v_z(p_z, s) f(p_z, s) dp_z \quad (2)$$

где N – число нанотрубок на 1-цу площади подложки (упаковка НТ не должна быть слишком плотной), e – заряд электрона, $v_z(p_z, s)$ – скорость движения электронов вдоль оси Z , $f(p_z, s)$ – функция распределения

носителей. Для нахождения функции распределения носителей рассматривается классическое уравнение Больцмана в приближении постоянного времени релаксации, которое решается методом характеристик, тогда прибегая к стандартной замене переменных $p_z \rightarrow p_z - e(A_z(t) - A_z(t'))/c$, получаем выражение для плотности тока в следующем виде [4]

$$j_z = \frac{eNv}{\pi\hbar} \sum_s \int_{-p_0}^{p_0} v_z \left[p_z - \frac{e}{c}(A_z(t) - A_z(t')), s \right] \int_{-\infty}^t \exp[\nu(t' - t)] f_0(p_z, s) dt' dp_z, \quad (3)$$

здесь ν – частота столкновений электронов с нерегулярностями решетки, \vec{A} – вектор-потенциал поля, связанный с напряженностью поля по формуле $\vec{E} = -\partial\vec{A}/c\partial t$, $\vec{E} = (0, 0, E_0 \cos \omega t)$, c – скорость света в вакууме, $f_0(\vec{p})$ – фермиевская равновесная функция распределения, $p_0 = 2\pi\hbar/3b$ (интегрирование ведется по первой зоне Бриллюэна).

Скорость носителей $v_z(x, s)$ раскладывается в ряд Фурье [5]:

$$v_z(x, s) = \sum_l a_{ls} \sin(lx), \quad a_{ls} = \frac{1}{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} v_z(x, s) \sin(lx) dx. \quad (4)$$

Коэффициенты a_{ls} быстро убывают с ростом номера l , поэтому с достаточной степенью точности можно ограничиться первыми слагаемыми. В данной задаче $A_z(t) - A_z(t') = E_0 c (\sin \omega t' - \sin \omega t) / \omega$ и выражение для плотности тока принимает вид

$$j_z = \frac{eNvC}{\pi\hbar} \sum_{ls} a_{ls} \int_{-\infty}^t \exp(\nu(t' - t)) \sin\left(\frac{l a e E_0}{\omega} (\sin \omega t - \sin \omega t')\right) dt' \times \\ \times \int_{-p_0}^{p_0} \cos(l a p_z) \left[1 + \exp(\gamma_0 \sqrt{1 + 4 \cos a p_z \cos(\pi s / m) + 4 \cos^2(\pi s / m) / kT}) \right]^{-1} dp_z \quad (5)$$

Используя в (5) разложениями вида:

$$\sin(x \sin \varphi) = 2 \sum_{n=1}^{\infty} J_{2n-1}(x) \sin((2n-1)\varphi), \quad \cos(x \sin \varphi) = J_0(x) + 2 \sum_{n=1}^{\infty} J_{2n}(x) \sin(2n\varphi), \quad (6)$$

где $J_n(x)$ – функция Бесселя 1-го рода n -го порядка, запишем

$$j_z = \sum_{k=0}^{\infty} A_{2k+1} \sin(2k+1)\omega t + B_{2k+1} \cos(2k+1)\omega t, \quad (7)$$

здесь введены обозначения

$$A_{2k+1} = \frac{2eNvC}{\pi\hbar} \sum_{l,s} a_{ls} B(s, l, T) \left\{ \sum_{n=0}^{2k+1} J_n\left(\frac{aeE_0 l}{\omega}\right) J_{2k+1-n}\left(\frac{aeE_0 l}{\omega}\right) \cdot \frac{(-1)^n \nu}{n^2 \omega^2 + \nu^2} + \right. \\ \left. + \sum_{n=0}^{\infty} J_n\left(\frac{aeE_0 l}{\omega}\right) J_{2k+1+n}\left(\frac{aeE_0 l}{\omega}\right) \left[\frac{\nu}{n^2 \omega^2 + \nu^2} - \frac{\nu}{(n+2k+1)^2 \omega^2 + \nu^2} \right] \right\},$$

$$B_{2k+1} = \frac{2eNvC}{\pi \hbar} \sum_{l,s} a_{ls} B(s,l,T) \left\{ \sum_{n=1}^{2k+1} J_n \left(\frac{aeE_0 l}{\omega} \right) J_{2k+1-n} \left(\frac{aeE_0 l}{\omega} \right) \cdot \frac{(-1)^n n \omega}{n^2 \omega^2 + v^2} + \right. \\ \left. + \sum_{n=0}^{\infty} J_n \left(\frac{aeE_0 l}{\omega} \right) J_{2k+1+n} \left(\frac{aeE_0 l}{\omega} \right) \left[\frac{n \omega}{n^2 \omega^2 + v^2} - \frac{(n+2k+1)\omega}{(n+2k+1)^2 \omega^2 + v^2} \right] \right\},$$

$$B(s,l,T) = \int_{-p_0}^{p_0} \cos(lap_z) \left[1 + \exp(\gamma_0 \sqrt{1 + 4 \cos ap_z \cos(\pi s/m) + 4 \cos^2(\pi s/m) / kT}) \right]^{-1} dp_z,$$

$$a_{sl} = -\frac{2\gamma_0 a}{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \frac{\sin x \cos(\pi s/m) \sin lx}{\sqrt{1 + 4 \cos x \cos(\pi s/m) + 4 \cos^2(\pi s/m)}} dx,$$

C – нормировочная константа функции распределения носителей.

На рисунке 2 приведена зависимость амплитуды 3-ей и 5-ой гармоник плотности тока $\sqrt{A_{2k+1}^2 + B_{2k+1}^2}$ от амплитуды переменного электрического поля E_0 , предполагалось $N \sim 10^6 \text{ см}^{-2}$, $v = 10^{11} \text{ с}^{-1}$, $\omega = 2 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$.

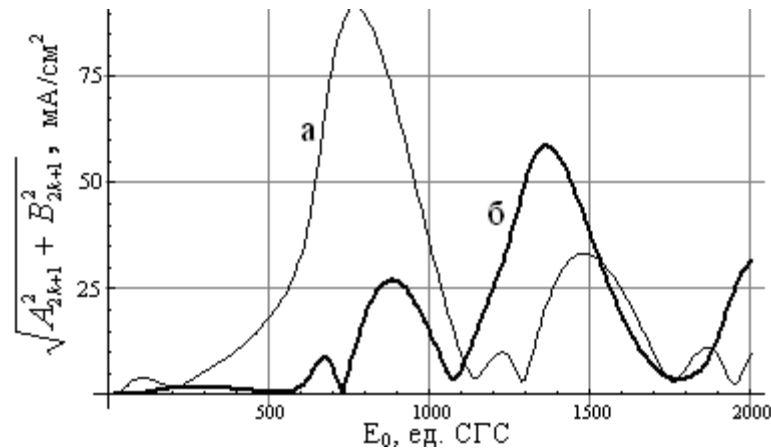


Рис. 2. Зависимость амплитуды гармоник плотности тока от амплитуды переменного электрического поля: а) третья гармоника, б) пятая гармоника.

ЛИТЕРАТУРА

1. М.Б. Белоненко, Е.В. Демушкина, Н.Г. Лебедев // Химическая физика. 2006. Т.25. № 7. С.83.
2. М.Б. Белоненко, Е.В. Демушкина, Н.Г. Лебедев // Известия РАН. Серия физическая. 2007. Т.71. № 1. С.140.
3. O.M. Yevtushenko, G. Ya. Slepyan, S.A. Maksimenko // Phys. Rev. Lett. 1997. V. 79. № 6. P.1102.
4. С.В. Крючков "Полупроводниковые сверхрешетки в сильных полях" В.: Изд-во ВГПУ, 1992.
5. М.Б. Белоненко, Е.В. Демушкина, Н.Г. Лебедев // ФТТ. 2008. Т.50. В.2. С. 368.

УПРАВЛЕНИЕ УЛЬТРАКОРОТКИМИ ОПТИЧЕСКИМИ ИМПУЛЬСАМИ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМИ ПОЛЯМИ В УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБКАХ ПРИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

М.Б. Белоненко¹, Н.Г. Лебедев², О.Ю. Тузалина¹

¹Лаборатория Нанотехнологий Волгоградского Института Бизнеса

²Волгоградский Государственный Университет

Исследование электронной структуры УНТ приведено в достаточно большом количестве работ [1] и, проводится в рамках анализа динамики π - электронов в приближении сильной связи. Рассмотрим переменное электрическое поле, распространяющееся в системе углеродных нанотрубок (УНТ) в геометрии представленной на рис. 1.

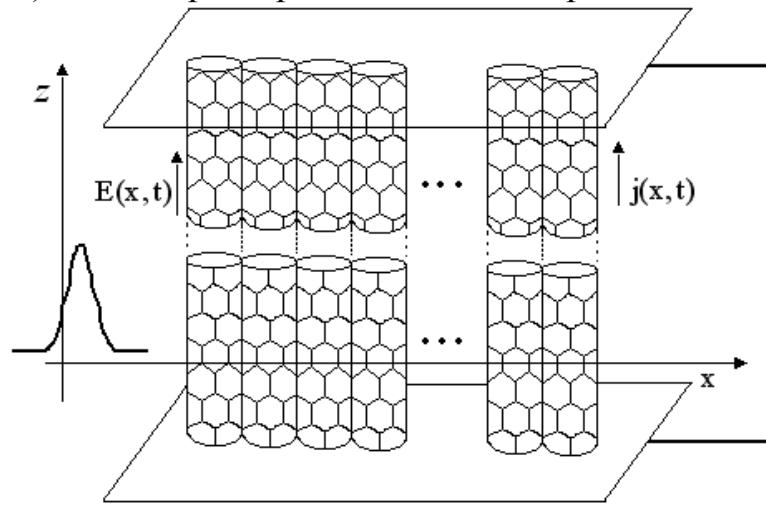


Рис. 1. Геометрия задачи. Постоянное поле параллельно переменному полю.

Гамильтониан системы электронов в этом случае в присутствии внешнего переменного электрического поля, записанного в калибровке

$\vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{A}}{\partial t}$, имеет вид:

$$H = \sum_{ps} \varepsilon_s \left(p - \frac{e}{c} A(t) - \frac{e}{c} A_0(t) \right) a_{ps}^+ a_{ps} \quad (1)$$

где a_{ps}^+, a_{ps} - операторы рождения, уничтожения электронов с квазиимпульсом (p, s) ; $A(t)$ - величина вектор-потенциала переменного электромагнитного поля, который имеет одну компоненту и направлен вдоль осей нанотрубок; $\varepsilon_s(p)$ - закон дисперсии электронов; $A_0(t)$ - вектор-потенциал приложенного внешнего электрического поля, которое параллельно переменному полю электромагнитного импульса. Учтем, что закон дисперсии, который описывает свойства графена, имеет вид [2]:

$$E(\vec{p}) = \pm \gamma \sqrt{1 + 4 \cos(ap_x) \cos(ap_y / \sqrt{3}) + 4 \cos^2(ap_y / \sqrt{3})},$$

где $\gamma \approx 2.7$ эВ, $a = 3b/2\hbar$, $b = 0.142$ нм расстояние между соседними атомами углерода в графене, $\vec{p} = (p_x, p_y)$. Разные знаки относятся к зоне проводимости и валентной зоне. Для получения закона дисперсии в случае УНТ достаточно учесть способ сворачивания графеновой плоскости в цилиндр и наложить условия квантования квазиимпульса \vec{p} в направлении вдоль окружности УНТ. Так, для УНТ типа zigzag на свойствах, которых мы и остановимся для определенности задачи, соответственно получаем:

$$\varepsilon_s(p) = \pm \gamma \sqrt{1 + 4 \cos(ap) \cos(\pi s / m) + 4 \cos^2(\pi s / m)} \quad (2)$$

где квазиимпульс \vec{p} задается как (p, s) , $s = 1, 2 \dots m$, нанотрубка имеет тип $(m, 0)$.

Уравнения же Максвелла с учетом диэлектрических и магнитных свойств УНТ можно записать как:

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

Запишем стандартное выражение для плотности тока:

$$j = e \sum_{ps} v_s \left(p - \frac{e}{c} A(t) - \frac{e}{c} A_0(t) \right) \langle a_{ps}^+ a_{ps} \rangle \quad (4)$$

где $v_s(p) = \frac{\partial \varepsilon_s(p)}{\partial p}$, а скобки означают усреднение с неравновесной матрицей плотности $\rho(t)$: $\langle B \rangle = Sp(B(0)\rho(t))$. Учитывая, что $[a_{ps}^+, H] = 0$ из уравнений движения для матрицы плотности сразу получаем что: $\langle a_{ps}^+ a_{ps} \rangle = \langle a_{ps}^+ a_{ps} \rangle_0$, где $\langle B \rangle_0 = Sp(B(0)\rho(0))$.

Учитывая, что $\rho_0 = \exp(-H/kT) / Sp(\exp(-H/kT))$ (к-постоянная Больцмана, T-температура), и суммируя все вышесказанное, сразу получаем точное уравнение на вектор-потенциал электрического поля:

$$\frac{\partial^2 \vec{A}}{\partial x^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{A}}{\partial t^2} + \frac{8\pi e \gamma a}{c} \sin\left(\frac{eaA}{c} + \frac{eaA_0(t)}{c}\right) \bullet \sum_{s=1}^m \int_{-\pi/a}^{\pi/a} dp \frac{\cos(ap) \cos(\pi s / m)}{\sqrt{1 + 4 \cos(ap - aeA/c - eaE_0 t) \cos(\pi s / m) + 4 \cos^2(\pi s / m)}} \frac{\exp(-\beta \varepsilon_s(p))}{1 + \exp(-\beta \varepsilon_s(p))} = 0 \quad (5)$$

$$\beta = 1/kT$$

Возникающая эволюция переменного электромагнитного поля с течением времени представлена на рис. 2.

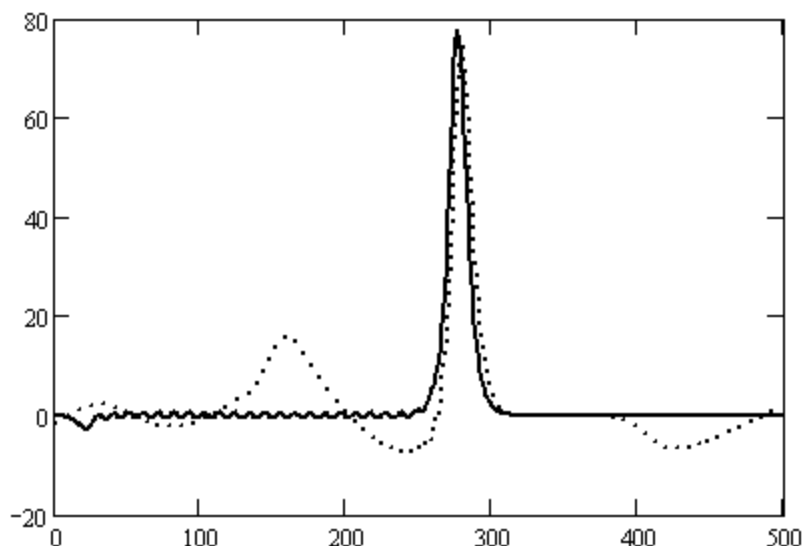


Рис. 2. Зависимость электрического поля, определяемого потенциалом в уравнении (6) от координаты в фиксированный момент времени. По оси x обезразмеренная координата (единица соответствует $3 \cdot 10^{-8}$ м), по оси y обезразмеренная величина переменного электрического поля (единица соответствует 10^7 В/м). Для сплошной кривой постоянное электрическое поле выбрано 10^6 В/м, для пунктирной 10^3 В/м. $v/c=0,95$.

Заметим, что постоянное внешнее электрическое поле оказывает стабилизирующее действие и сужает импульс переменного электромагнитного поля по сравнению с случаем отсутствия постоянного поля. Это можно связать с тем фактом, что в присутствии постоянного поля в спектре электронов возникает так называемая «штарковская лестница» и электроны могут изменять свою энергию только на величину пропорциональную разнице соседних уровней энергии данной лестницы. Это приводит к уменьшению эффективной дисперсии электронов, а значит, в свою очередь, к уменьшению дисперсионного расплывания импульса переменного электрического поля.

ЛИТЕРАТУРА

1. M.S. Dresselhaus, G. Dresselhaus, P.C. Eklund "Science of Fullerenes and Carbon Nanotubes" Academic Press, Inc. 1996. 965 p.
2. G.Ya. Slepyan, S.A. Maksimenko, V.P. Kalosha et al. // Phys. Rev. A. 1999. V. 60. № 2. P. R777.
3. M.B. Belonenko, E.V. Demushkina, N.G. Lebedev // Journal of Russian Laser Research. 2006. V. 27. № 5. P. 457.

ПЬЕЗОРЕЗИСТИВНЫЙ ЭФФЕКТ В ОДНОСЛОЙНЫХ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБКАХ

О.С. Ляпкосова, Н.Г. Лебедев

Волгоградский государственный университет

Эффект пьезосопротивления связан с изменением тензора электропроводности полупроводникового кристалла, обусловленным приложением деформации [1]. Основной характеристикой эффекта является тензор эластосопротивления, компоненты которого обычно измеряются экспериментально.

В данной работе представлены результаты теоретического исследования пьезорезистивного эффекта в однослойных углеродных нанотрубках [2]. Рассматривались нанотрубки двух структурных модификаций: «arm-chair» и «zig-zag» типов. Зонная структура УНТ описывается с помощью хорошо известного двумерного дисперсионного соотношения, которое в рамках модели Хаббарда в π -электронном приближении Хюккеля имеет вид [2]:

$$\varepsilon(k_x, k_y) = \pm \gamma_0 \left\{ 1 + 4 \cos\left(\frac{\sqrt{3}k_x R}{2}\right) \cos\left(\frac{k_y R}{2}\right) + 4 \cos^2\left(\frac{k_y R}{2}\right) \right\}^{1/2}, \quad (1)$$

где γ_0 – интеграл перескока (матричный элемент перехода) электрона с одного узла на другой, $\gamma_0 \approx 1.4$ эВ – резонансный параметр метода MNDO [3]; k_x и k_y - волновые числа, одно из которых квантуется вдоль периметра нанотрубки в зависимости от ее типа, а второе непрерывно вдоль оси трубки, R – межатомное расстояние, которое полагалось $R \approx 1.44$ Å.

В модели Хаббарда учитывается кинетическая энергия электронов и пренебрегается энергией электронов внутренних оболочек атомов и электронов, участвующих в образовании химических связей σ -типа, а также энергией колебаний атомов кристаллической решетки.

Эффект пьезосопротивления моделировался путем объемных и линейных деформаций расширения и сжатия, реализованных с помощью варьирования длин межатомных связей, которое отражается в изменении параметров решетки. Принимая во внимание малые смещения атомов, зонную структуру можно разложить в ряд, ограничиваясь первыми двумя слагаемыми:

$$\varepsilon(k_x, k_y) \approx \varepsilon_0(k_x, k_y) + R \frac{\partial \varepsilon}{\partial R} \delta, \quad (2)$$

где $\varepsilon_0(k_x, k_y)$ - зонная структура недеформированной УНТ, выраженная формулой (1), δ - относительное изменение длины С-С связи.

Учитывая зависимость интеграла перескока γ_0 от длины связи R ,

градиент равен $d\gamma_0/dR \approx 2.04 \text{ эВ/Å}$ и получен численным интегрированием по методу Симпсона [4].

Проводимость углеродной нанотрубки определяется строением ее энергетических зон. Поэтому изменение последних вследствие деформации кристаллической решетки косвенно создает эффект пьезосопротивления.

В данной работе проанализировано влияние объемной и линейной деформации решетки УНТ на ее зонную структуру. В качестве примера представлен случай зонной структуры деформированной нанотрубки (10,0). Ее спектр содержит энергетическую щель между валентной ветвью и ветвью проводимости в точке $k_x = 0$, и такая нанотрубка проявляет полупроводниковые свойства. Варьируя относительную деформацию δ , то есть увеличивая и уменьшая длину С-С связи, получаем изменение зонной структуры рассматриваемой УНТ. Под влиянием деформации сжатия происходит уменьшение ширины запрещенной щели нанотрубки, что означает усиление ее проводящих свойств (рис. 1). Когда модуль относительной деформации достигает значения $\delta=0.121$, энергетические зоны УНТ пересекаются на уровне Ферми ($E_F = 0$), что свидетельствует о фазовом переходе «диэлектрик-металл». Этот случай соответствует уменьшению межатомного расстояния до $R'=1.23 \text{ Å}$. На наш взгляд, это выходит за рамки приближения, лежащего в основе разложения дисперсионного соотношения в ряд до линейного слагаемого. Зонная структура УНТ (10,0) в случае ее последовательного растяжения наглядно изображена на рисунке 2. Такой вид деформации приводит к фазовому переходу при $\delta=0.151$ и $R'=1.61 \text{ Å}$, что также нарушает линейное приближение.

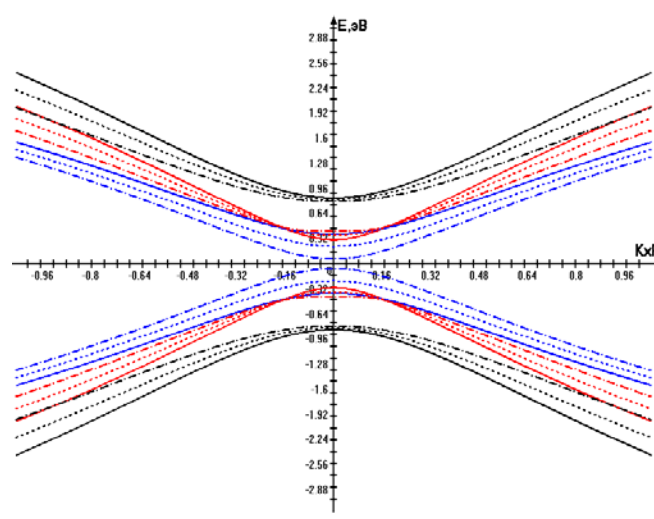


Рис. 1. Центральные моды зонной структуры деформированной УНТ (10,0) при последовательном уменьшении длины С-С связи, $\delta = 0.036, 0.071, 0.107$.

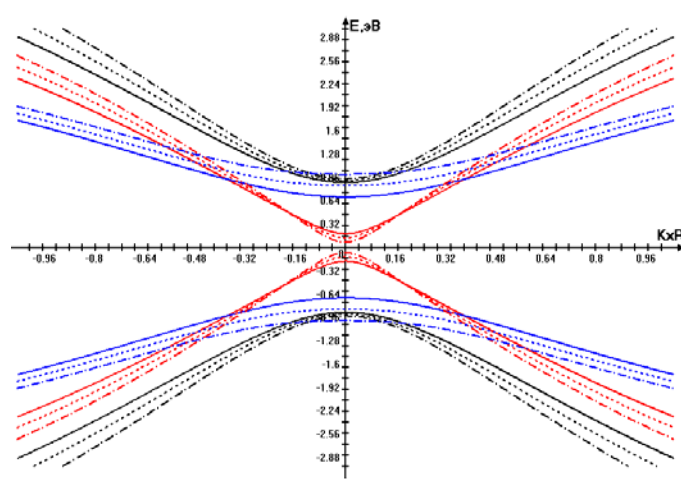


Рис. 2. Центральные моды зонной структуры деформированной УНТ (10,0) при последовательном увеличении длины С-С связи, $\delta = 0.036, 0.071, 0.107$

Как следует из рисунков, в случае деформации сжатия уменьшение запрещенной зоны создается модой с квантовым числом 4 вдоль периметра трубки, а в случае растяжения – с квантовым числом 3. Механизм уменьшения зоны при сжатии связан с ростом перекрытия волновых функций соседних атомов углерода, что увеличивает резонансный интеграл, характеризующий поступательную энергию электронов. В результате увеличивается подвижность носителей заряда, что усиливает проводящие свойства кристалла. Механизм уменьшения зоны при деформации растяжения в настоящий момент до конца не ясен.

Пьезорезистивный эффект проявляется также и в проводящих трубках. В целом он может быть использован для практической идентификации однослойных углеродных нанотрубок и разработки устройств преобразования энергии.

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

ЛИТЕРАТУРА

1. Г.Л. Бир, Г.Е. Пикус. “Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках” Москва: Наука, 1972, 584 с.
2. P.J.F. Harris. “Carbon nanotubes and relative structures. New materials of twenty-first century” Cambridge University Press, 1999; 336.
3. Н.Ф. Степанов. “Квантовая механика и квантовая химия” Москва: Мир, 2001. 519 с.
4. Н.С. Бахвалов. “Численные методы (анализ, алгебра, обыкновенные дифференциальные уравнения)” Москва: Наука, 1975. 632 с.

УПРАВЛЕНИЕ СВЕТОМ В НЕЛИНЕЙНЫХ ФОТОННЫХ РЕШЕТКАХ

А.А. Сухоруков

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

В работе рассматривается распространение световых пучков и импульсов в нелинейных фотонных решетках, состоящих из периодического набора волноводов, образующих одномерную или двумерную решетку. В серии теоретических и экспериментальных продемонстрированы новые подходы к управлению линейной дифракцией, рефракцией, и нелинейным самовоздействием за счет введения дополнительной модуляции решетки в направлении распространения.

В модулированных фотонных решетках появляется возможность управления пучками, имеющими сверхширокие частотные спектры, как например в случае импульсов длительностью менее 10 фемтосекунд. Для исследования этих эффектов в университете Йены были изготовлены фотонные структуры различной конфигурации [1]. На вход подавалось оптическое излучение со сверхшироким спектром, полученное в фотонно-кристаллическом волокне [2]. В процессе распространения в немодулированной решетке, различные спектральные компоненты разделяются, как видно по результатам расчетов и измерений на выходе из структуры [рис. 1(a)]. Это связано с уменьшением дифракционной длины для красных спектральных компонент. Следует отметить, что для каждой длины волны энергия концентрируется на определенном удалении от центра пучка за счет эффекта «дискретной дифракции» [3]. Поэтому спектральное разделение на выходе выражено значительно сильнее, чем при дифракции в свободном пространстве, когда максимум остается в центре пучка для всех компонент. При наличии продольного изгиба волноводов, дифракция широкополосных сигналов существенно изменяется. В случае синусоидального профиля изгиба, дифракция подавляется на определенной длине волны [рис. 1(b-c)]. Однако, нами показано что в системах связанных волноводов со специально изогнутыми осями [рис. 1(d)], можно реализовать ситуацию когда в широком спектральном диапазоне дифракция остается постоянной, и разделение различных компонент на выходе предотвращается.

В нелинейном режиме распространения, симметрия пучка на выходе может нарушаться [4]. В оптимизированной структуре, этот эффект может приводить к пространственному разделению спектральных компонент на выходе [рис. 2].

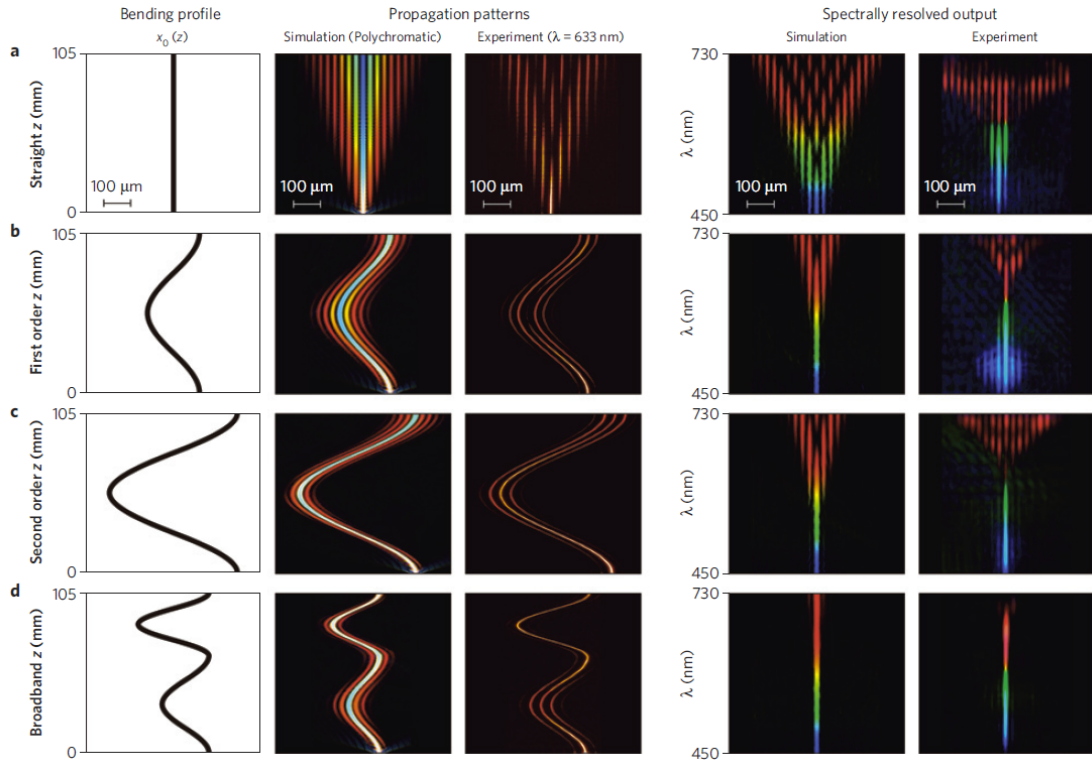


Рис. 1. Динамическая локализация белого света. (а) Дифракция в прямой решетке. (б) Динамическая локализация первого порядка на длине волны 550нм (с) Динамическая локализация второго порядка на длине волны 550нм (д) Динамическая локализация в спектральном диапазоне 450-730нм. Первая колонка: профили изгиба волноводов, вторая и третья – численное моделирование распространения и экспериментальные измерения на 633нм, четвертая и пятая – рассчитанные и измеренные спектры на выходе. [1]

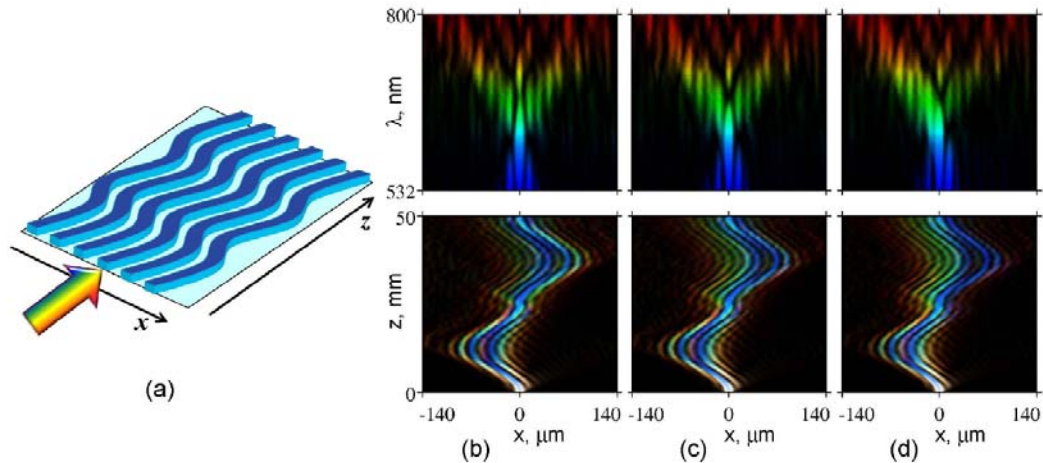


Рис. 2. Пространственное разделение спектральных компонент в нелинейном режиме. (а) Схема модулированной фотонной решетки. (b-d) Распространение белого света (нижний ряд) и соответствующие выходные спектры (верхний ряд) при увеличении оптической мощности. [4]

В модулированных решетках также изменяется динамика пучков у границы структуры [5]. В прямой структуре, пучок всегда испытывает отталкивание, при этом в модулированных решетках поддерживается поверхностная волна нового типа [рис. 3].

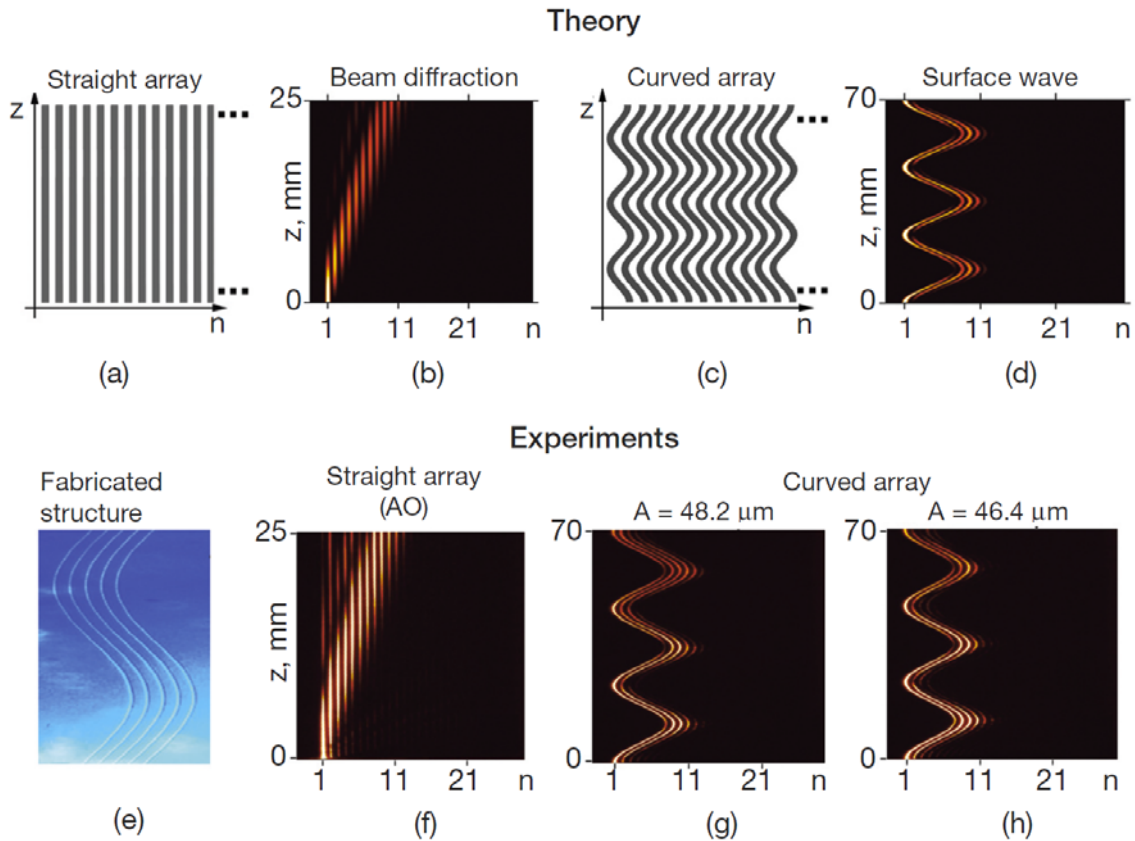


Рис. 3. Поверхностные волны в фотонных решетках: теоретические расчеты (верхний ряд) и экспериментальные результаты (нижний ряд). (a) В прямых волноводах пучок испытывает (b) отталкивание от границы и дифракцию. (c) В модулированных решетках, появляется (d) новый тип поверхностных волн. (e) Изображение фотонной решетки в стеклянном образце и (f-h) измерения распространения пучков в решетках с различной амплитудой модуляции. [5]

Произведенный теоретический анализ и экспериментальная демонстрация новых эффектов, связанных с распространением пучков в нелинейных системах связанных волноводов, могут найти применение при создании схем динамически перестраиваемого управления широкополосными сигналами. Работа выполнена при поддержке Австралийского совета по научным исследованиям.

ЛИТЕРАТУРА

1. A. Szameit, I.L. Garanovich, M. Heinrich et. al. // Nature Physics. 2009. V. 5. P. 271.
2. А.М. Желтиков // УФН. 2006.Т.176. С. 623.
3. D.N. Christodoulides, F. Lederer, and Y. Silberberg // Nature. 2003. V. 424. P. 817.
4. I. L. Garanovich, A. A. Sukhorukov, D. N. Neshev, and Yu. S. Kivshar // CLEO-Europe (2009).
5. A. Szameit, I. L. Garanovich, M. Heinrich et. al. // Phys. Rev. Lett. 2008.V. 101. P. 203902.

МОДЕЛИРОВАНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН В ДВУМЕРНЫХ ЛАБИРИНТНЫХ ФОТОННЫХ СТРУКТУРАХ

О.Г. Романов

Белорусский государственный университет,
220030, Минск, пр. Независимости, 4; e-mail: romanov@bsu.by

Лабиринтные структуры, являющиеся типичными для множества неравновесных систем, таких как, реакция Белоусова-Жаботинского [1], магнитные жидкости [2], обнаружены также и во многих нелинейно-оптических явлениях самоорганизации, например, при взаимодействии световых пучков в нелинейных интерферометрах [3]. Лабиринтные структуры характеризуются наличием близкого и отсутствием дальнего порядка и в оптических задачах могут рассматриваться как переходные структуры между фотонными кристаллами, сложно-структурированными волноводами и неупорядоченными системами. Вследствие этого для выяснения закономерностей распространения света в данных структурах перспективным является проведение прямого численного моделирования.

Одним из основных методов исследования распространения электромагнитного излучения в фотонных кристаллах является конечно-разностный метод анализа системы уравнений Максвелла во временной области (FD-TDM) [4], позволяющий проследить пространственно-временную эволюцию электромагнитного поля внутри среды с произвольным распределением диэлектрической проницаемости.

В настоящей работе представлен анализ лабиринтных фотонных структур с градиентным и ступенчатым профилем изменения показателя преломления. При проведении численного моделирования двумерной структуры (2D) с пространственным распределением диэлектрической проницаемости $\varepsilon(x, y)$ использовался следующий явный вид уравнений:

- для случая ТЕ-моды:

$$\frac{\partial H_x}{\partial t} = -\frac{1}{\mu_0} \frac{\partial E_z}{\partial y};$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial t} = \frac{1}{\mu_0} \frac{\partial E_z}{\partial x};$$

$$\frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon_0 \varepsilon(x, y)} \left[\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \right];$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon_0 \varepsilon(x, y)} \frac{\partial H_z}{\partial y};$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial t} = -\frac{1}{\varepsilon_0 \varepsilon(x, y)} \frac{\partial H_z}{\partial x};$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial t} = -\frac{1}{\mu_0} \left[\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} \right].$$

- для случая ТМ-моды:

Выполняя конечно-разностную аппроксимацию с использованием предложенного в работе [5] метода, получим систему уравнений, решаемую явным методом:

- для случая ТЕ-моды:

$$H_x^{n+1/2}(i, j+1/2) = H_x^{n-1/2}(i, j+1/2) - \frac{\Delta t}{\mu_0 \Delta y} \left\{ E_z^n(i, j+1) - E_z^n(i, j) \right\}$$

$$H_y^{n+1/2}(i+1/2, j) = H_y^{n-1/2}(i+1/2, j) - \frac{\Delta t}{\mu_0 \Delta x} \left\{ E_z^n(i+1, j) - E_z^n(i, j) \right\}$$

$$E_z^{n+1}(i, j) = E_z^n(i, j) + \frac{\Delta t}{\varepsilon_0 \varepsilon(i, j)} \left\{ \begin{aligned} & \frac{1}{\Delta x} \left[H_y^{n+1/2}(i+1/2, j) - H_y^{n+1/2}(i-1/2, j) \right] - \\ & - \frac{1}{\Delta y} \left[H_x^{n+1/2}(i, j+1/2) - H_x^{n+1/2}(i, j-1/2) \right] \end{aligned} \right\}$$

- для случая ТМ-моды:

$$\begin{aligned} E_x^{n+1}(i+1/2, j) &= \\ &= E_x^n(i+1/2, j) + \frac{\Delta t}{\varepsilon_0 \varepsilon(i, j)} \frac{1}{\Delta y} \left\{ H_z^{n+1/2}(i+1/2, j+1/2) - H_z^{n+1/2}(i+1/2, j-1/2) \right\} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} E_y^{n+1}(i, j+1/2) &= \\ &= E_y^n(i, j+1/2) - \frac{\Delta t}{\varepsilon_0 \varepsilon(i, j)} \frac{1}{\Delta x} \left\{ H_z^{n+1/2}(i+1/2, j+1/2) - H_z^{n+1/2}(i-1/2, j+1/2) \right\} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} H_z^{n+1/2}(i+1/2, j+1/2) &= \\ &= H_z^{n-1/2}(i+1/2, j+1/2) - \frac{\Delta t}{\mu_0} \left\{ \begin{aligned} & \frac{1}{\Delta x} \left[E_y^n(i+1, j+1/2) - E_y^n(i, j+1/2) \right] - \\ & - \frac{1}{\Delta y} \left[E_x^n(i+1/2, j+1) - E_x^n(i+1/2, j) \right] \end{aligned} \right\} \end{aligned}$$

В данных уравнениях Δx , Δy – шаг пространственной сетки вдоль координат x и y соответственно, Δt – временной шаг; при этом используется следующая дискретизация искомых функций: $F^n(i, j) = F(i\Delta x, j\Delta y, n\Delta t) = F(x, y, t)$.

Пример исследуемой лабиринтной структуры представлен на Рис. 1а. Размер области пространства, которую занимает структура,

составляет $S = 17\lambda \times 17\lambda$, диэлектрическая проницаемость среды непрерывно варьируется от $\epsilon_{\min} = 1$ до $\epsilon_{\max} = 4.5$, что соответствует различным градациям серого цвета на представленном рисунке. Как видно, в структуре имеются участки с разнонаправлено-ориентированным одномерно-квазипериодическим распределением диэлектрической проницаемости, а также множественные искривленные волноводные структуры и дефекты в виде уединенных областей постоянных значений диэлектрической проницаемости. Источник электромагнитного поля в виде монохроматической волны, характеризующийся поперечным размером порядка λ , находится на левой границе структуры и моделирует распространение волны, близкой к сферической, в заданной структуре.

В результате проведения численных экспериментов рассчитана кинетика распространения электромагнитного поля для случаев ТЕ- и ТМ-мод. Показано, что после переходного процесса устанавливается квазистационарное распределение плотности энергии электромагнитного поля (Рис. 1б, 1в), которое характеризуется сложной разветвленной структурой, формируемой вследствие совместного проявления эффектов волноводного распространения света, существования разнонаправленных фотонных запрещенных зон и локализации света на уединенных дефектах распределения диэлектрической проницаемости.

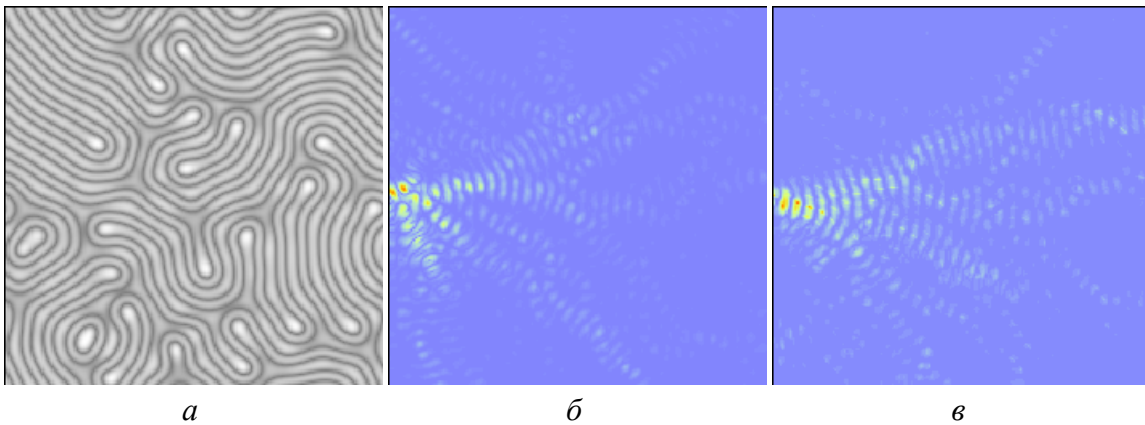


Рис. 1. Распространение электромагнитного поля в лабиринтных фотонных структурах.

ЛИТЕРАТУРА

1. I. Berenstein, L. Yang, M. Dolnik, A. Zhabotinsky, I. Epstein // Phys. Rev. Lett. 2003. V. 91. P.058302.
2. Р.Е. Розенцвейг // Магнитная гидродинамика. 1999. Т. 35. С. 305.
3. О.Г. Романов // Известия РАН. Сер. Физ. 2006. Т. 70. С. 1756.
4. Kenji Kawano, Tsutomu Kitoh “Introduction to Optical Waveguide Analysis: Solving Maxwell’s Equations and the Schrödinger Equation” John Willey & Sons, Inc., 2001.
5. K.S. Yee // IEEE Trans. Antennas Propagat. 1966. V. AP-14. P. 302.

БРЭГГОВСКАЯ ДИФРАКЦИЯ ОПТИЧЕСКИХ ИМПУЛЬСОВ ПО СХЕМЕ ЛАУЭ В ЛИНЕЙНОМ ФОТОННОМ КРИСТАЛЛЕ

А.А. Скорынин, В.А. Бушуев, Б.И. Манцызов

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва

Теоретически исследована динамическая брэгговская дифракция по схеме Лауэ (на прохождение) лазерных пучков и пространственно ограниченных импульсов в линейном фотонном кристалле (ФК). Показано, что существует область параметров структуры и излучения, при которых происходит эффективное дифракционно-индуцированное деление пространственно ограниченного импульса на два импульса с различными групповыми скоростями.

Брэгговская дифракция излучения по схеме Лауэ в периодических структурах всесторонне исследовалась, прежде всего, в случае взаимодействия рентгеновского излучения с кристаллами [1]. Для монохроматической волны здесь наблюдается эффект Бормана [1], а при распространении произвольных ограниченных в пространстве и времени рентгеновских импульсов имеет место искажение их формы [2]. Использование динамической теории брэгговской дифракции в геометрии Лауэ для описания распространения лазерных импульсов в ФК позволило предсказать эффект дифракционного деления импульсов (ДДИ) как в случае линейного [3], так и нелинейного резонансного [4] взаимодействия излучения со средой. Суть эффекта ДДИ легко объяснить на примере простейшего одномерного линейного ФК, который представляет собой многослойную периодическую структуру (рис. 1). Вследствие дифракции излучения внутри структуры, каждая спектральная компонента импульса, падающего под углом Брэгга к слоям ФК, представляет собой когерентную суперпозицию двух проходящих (T) и двух дифрагированных (R) волн. Эти волны попарно распространяются в ФК с двумя разными эффективными показателями преломления. По мере увеличения пути прохождения в глубь ФК указанные волны разделяются на пары импульсов - в направлении прохождения T и отражения R . Временной интервал между вышедшими из ФК импульсами пропорционален толщине кристалла и фурье-компоненте разности показателей преломления.

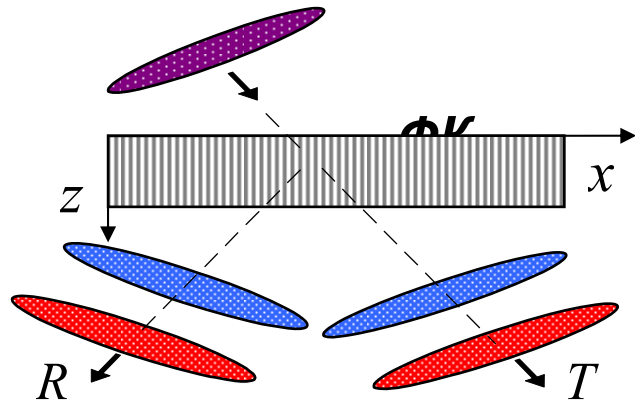


Рис. 1

В настоящей работе мы рассматриваем эффекты, возникающие при брэгговской дифракции по схеме Лауэ *пространственно ограниченных*

импульсов и пучков в линейных ФК. Была решена граничная задача для импульса и пучка, пространственно ограниченных в одном направлении (рис.1). В направлении перпендикулярном к плоскости рисунка волновой пакет считался неограниченным. Показано, что при попадании спектра волнового пакета в брэгговскую зону имеет место эффект ДДИ.

Выберем систему координат как показано на рис.1 и рассмотрим ФК, состоящий из периодически чередующихся слоев с толщинами d_1 , d_2 и показателями преломления n_1 , n_2 . Слои располагаются перпендикулярно поверхности ФК, период структуры $d = d_1 + d_2$.

Пусть на границу $z=0$ полубесконечного ФК падает излучение в виде пространственно ограниченного импульса или пучка

$$E_{in}(x, t) = A_{in}(x, t) \exp(iK_{0x}x - i\omega_0 t), \quad (1)$$

где K_{0x} - проекция центрального волнового вектора на ось x , ω_0 - несущая частота, A_{in} - амплитуда сигнала.

Представим падающее излучение (1) в виде суперпозиции плоских монохроматических волн с различными частотами ω и проекциями k_{0x} волновых векторов на ось x . Амплитуды этих волн определяются выражением:

$$A_{in}(q, \Omega) = (2\pi)^{-2} \iint A_{in}(x, t) \exp(-iqx + i\Omega t) dx dt, \quad q = k_{0x} - K_{0x}, \Omega = \omega - \omega_0 \quad (2)$$

Полагая, что весь пространственный спектр попадает в зону Брэгга (эффективной дифракции), ограничимся двухволновым приближением, представляя поле внутри ФК для каждой спектральной компоненты в (2) в виде суперпозиции прямой и дифрагированной волн. Решая волновое уравнение с учетом граничных условий, найдем спектральные коэффициенты прохождения B_0 и отражения B_h , а также волновые вектора в среде. Для каждой спектральной компоненты получим четыре значения величины волновых векторов (рис.2): два для проходящей волны $\vec{q}_{01,02}$ и два для дифрагированной $\vec{q}_{h1,h2}$.

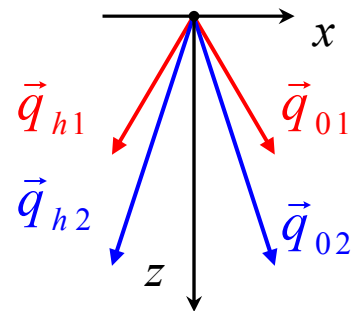


Рис. 2.

Окончательные выражения для полей $E_g(\vec{r}, t)$ на глубине z в момент времени t имеют следующий интегральный вид:

$$E_g(\vec{r}, t) = \iint A_{in}(q, \Omega) B_g(\vec{r}, q, \Omega) \exp(-i\omega t + i\vec{k}\vec{r}) d\omega dq, \quad g = 0, h \quad (3)$$

Из анализа выражения (3) следует, что на небольшой глубине в ФК реализуется маятниковое решение – полная перекачка энергии прямой волны (E_T) в дифрагированную (E_R) и обратно (рис.3). Это происходит, когда в каждой точке ФК для любой спектральной компоненты одновременно присутствуют все четыре волны с $\vec{q}_{01,h1}$ и $\vec{q}_{02,h2}$ (рис.2). Расстояние, на котором происходит полная перекачка энергии волн, называется глубиной экстинкции. Она зависит от длины волны, профиля показателя преломления ФК и угла падения излучения. Изменяя глубину экстинкции, можно обеспечить переключение направления выходного пучка, например, из проходящего в дифрагированное. Этот эффект может быть использован для создания полностью оптического переключателя.

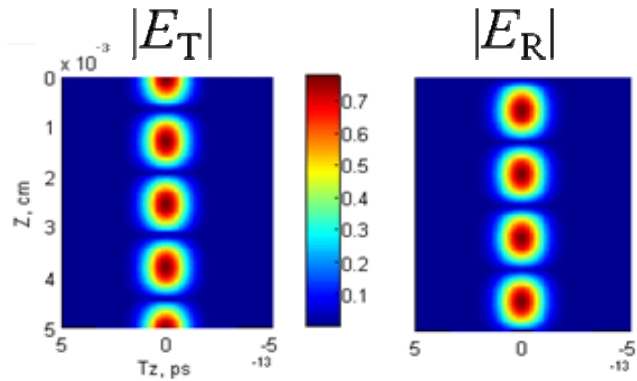


Рис. 3. Маятниковое решение.

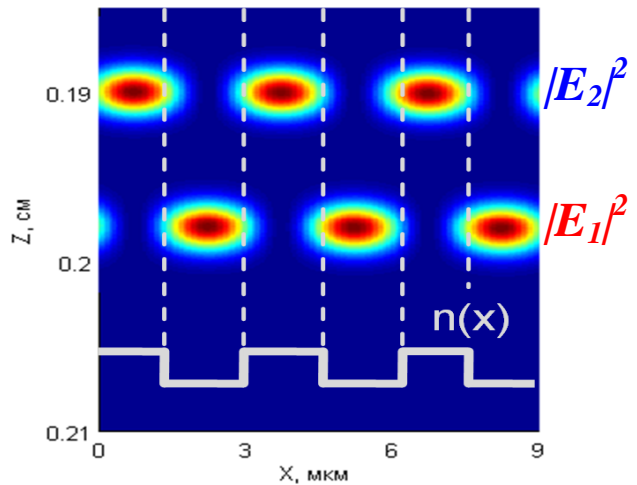


Рис. 4. Локализация поля импульсов.

По мере распространения волнового пакета в глубь среды наблюдается явление ДДИ, т.е. расщепление импульса на два с различными групповыми скоростями. Поля каждого из импульсов пространственно разделены и локализованы либо в оптически легких, либо в тяжелых слоях структуры (рис.4). Это позволяет независимо управлять параметрами импульсов за счет изменения оптических свойств легких или тяжелых слоев.

ЛИТЕРАТУРА

1. З.Г. Пинскер “Рентгеновская кристаллооптика” М.: Наука, 1982.
2. V.A. Bushuev // J.Synhrotron Rad. 2008. V. 15. P. 495.
3. В.А. Бушуев, Б.И. Манцызов // Изв. РАН. Сер. физ. 2008. Т. 72. № 1. С. 36. V.A. Bushuev, B.I. Mantsyzov, A.A. Skorynin // Phys. Rev. A. 2009 (в печати).
4. B.I. Mantsyzov // Optics Communications. 2001. V. 189. No 3. P. 275.

МИКРОСТРУКТУРИРОВАННЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ ВОЛОКОНА С НИЗКИМ ПЕРЕПАДОМ КОЭФФИЦИЕНТА ДИСПЕРСИИ

А.В. Садовников, М.П. Черняев, А.Г. Рожнёв

Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

Для решения задач оптической физики в настоящее время широко используются оптические волокна с фотонно-кристаллической оболочкой, часто называемые [1] микроструктурированными оптическими волокнами (МОВ). Они представляют собой кварцевую микроструктуру с периодически расположенными воздушными отверстиями. В процессе изготовления такой структуры путем вытяжки при высокой температуре из преформы, набранной из полых волокон, в поперечном сечении волокна могут появляться дополнительные отверстия сложной звездообразной формы (рис. 1а). Дефект микроструктуры, соответствующий отсутствию одного или нескольких воздушных отверстий, обеспечивает волноводный режим распространения электромагнитного излучения.

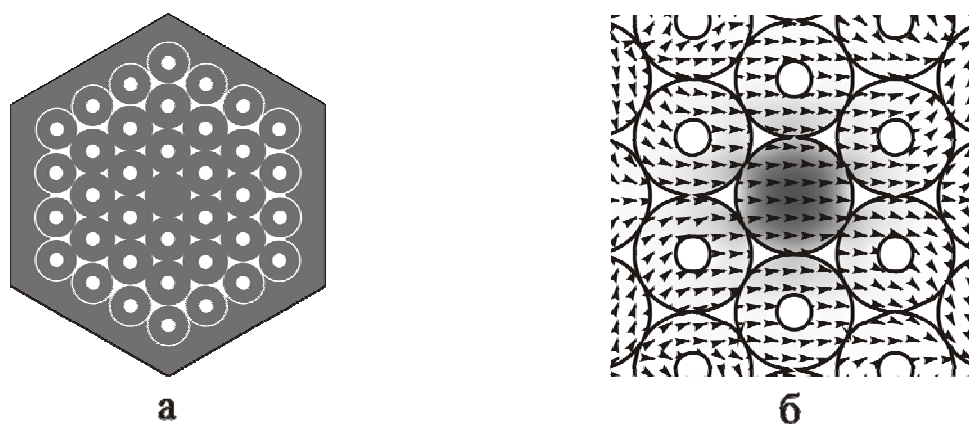


Рис. 1. а) Поперечное сечение волокна, набранного из трубок со стенками конечной толщины; б) Распределение комплексной амплитуды поперечной компоненты электрического поля в центральной части волокна.

В настоящей работе представлены результаты численного расчёта дисперсионной характеристики МОВ, на основании которых продемонстрировано влияние на дисперсию изменения таких параметров волокна, как внутренний радиус отверстий r и интервал между отверстиями Λ .

Численное моделирование было проведено методом конечных элементов и методом плоских волн. При вычислениях методом конечных элементов применялась программа [2], предназначенная для расчета полей и дисперсионных характеристик собственных мод электродинамических линий передачи, а для расчета методом плоских волн использовалась свободно распространяемая программа МРВ (MIT Photonic-Bands) [3], причем расчет проводился с использованием метода суперрешетки.

Материальная дисперсию в МОВ, то есть зависимость показателя преломления от длины волны, рассчитывалась с помощью формулы Зельмеера [4]. Полученная численно зависимость $n_{ef}(\lambda)$ использовалась для расчета коэффициента дисперсии собственной моды D

Были произведены расчеты следующей системы: в сечении волновода расположена система отверстий в виде гексагональной решетки, центрального отверстия нет (рис. 1а), всего три ряда отверстий вокруг центрального дефекта, число воздушных каналов 36. На рисунке 1б интенсивность поля изображена в градациях серого цвета, стрелками показана поляризация вектора поперечной компоненты напряженности электрического поля. Изображенная на рисунке 1б мода поляризована вдоль горизонтальной оси. Для моды, поляризованной вдоль оси y , получаются близкие результаты, которые здесь не представлены.

Было изучено влияние изменения значения интервала между отверстиями Λ на дисперсионную характеристику системы. Было показано, что, изменяя значения интервала между отверстиями, можно изменять как наклон дисперсионной характеристики, так и абсолютное значение коэффициента дисперсии. На рисунке 2а показаны численно рассчитанные зависимости дисперсионного параметра от длины волны при различных значениях параметра Λ .

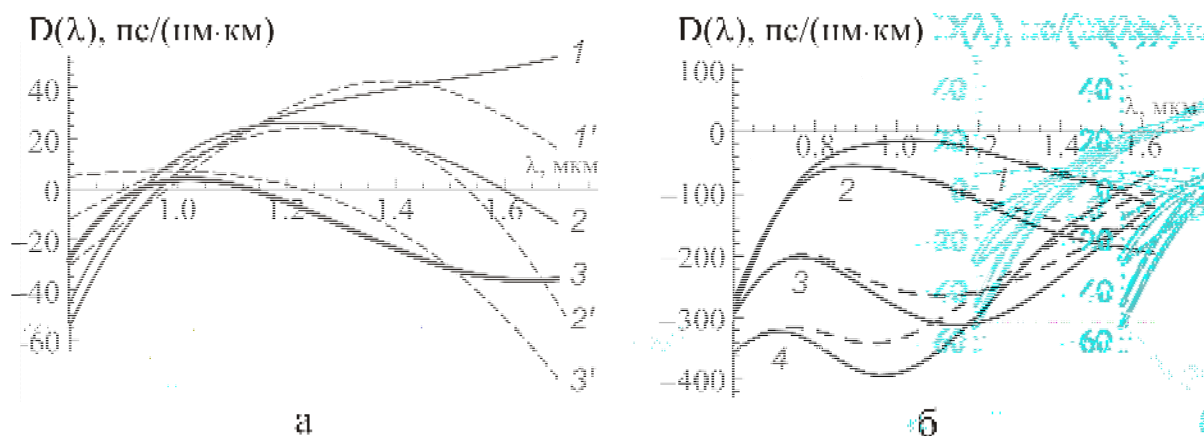


Рис. 2. а) Зависимость дисперсионного параметра D от длины волны для различного значения параметра Λ . Цифрами 1,2,3 показаны кривые, рассчитанные методом плоских волн, цифрами 1',2',3' – методом конечных элементов. 1,1' - $\Lambda = 3.68$ мкм; 2,2' - $\Lambda = 2.76$ мкм; 3,3' - $\Lambda = 1.84$ мкм; б) Зависимость коэффициента дисперсии микроструктурированного волокна от длины волны. Радиус отверстий 1 - $r = 0.345$ мкм; 2 - $r = 0.2875$ мкм; 3 - $r = 0.2$ мкм; 4 - $r = 0.1725$ мкм. Метод конечных элементов.

Видно, что при значении параметра $\Lambda = 1.84$ мкм (кривая 3) появляется интервал длин волн ($0.9 < \lambda < 1.1$ мкм), в котором коэффициент дисперсии D слабо меняется и принимает значения в интервале $0 < D < 7$ пс/(нм*км).

Недавно был предложен новый метод компенсации хроматической дисперсии в МОВ [5], основанный на возможности изменения радиусов

капилляров при последовательном переходе от одного слоя отверстий, окружающих центральный дефект, к следующему. Такая конструкция волокна позволяет одновременно управлять как абсолютной величиной коэффициента дисперсии, так и наклоном зависимости коэффициента дисперсии от длины волны. Таким образом, появляется возможность компенсировать материальную дисперсию волокна, что позволит передавать информацию с помощью МОВ на большие расстояния без искажений. В данной работе были произведены оценки влияния на дисперсию предложенного способа изменения геометрии системы.

На рисунке 2б пунктирными линиями обозначены данные системы с 20% увеличением каждого последующего ряда отверстий относительно предыдущего, начиная от ряда, расположенного вокруг центрального дефекта; сплошными же линиями обозначены «однородные» системы. Полученные результаты для значения параметра $r = 0.1725$ мкм показывают, что данный метод изменения радиусов отверстий позволяет создавать оптические волокна с малым перепадом коэффициента дисперсии в определённом частотном диапазоне.

Результаты проведенных численных экспериментов демонстрируют не только возможность управления дисперсией микроструктурированных волокон рассматриваемого типа путем изменения их геометрических параметров, но и создание волокон с достаточно низким значением коэффициента дисперсии и малым перепадом данного коэффициента в определенном диапазоне длин волн.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 08-02-00621) и программы «Развитие научного потенциала высшей школы» (проект 2.1.1/1738).

ЛИТЕРАТУРА

1. А.М. Желтиков “Нелинейная оптика микроструктурированных волокон” // УФН. 2004. Т. 174. № 1. С. 73.
2. А.В. Бровко, А.Б. Маненков, А.Г. Рожнев // Изв. Вузов. Радиофизика. 2001. Т. 44. № 7. С. 615.
3. Steven G. Johnson and J. D. Joannopoulos // Optics Express. 2001. V. 8. No 3. P. 173.
4. Г. Агравал “Нелинейная волоконная оптика”. М.: Мир, 1996.
5. K. Saitoh, M. Koshiba, T. Hasegawa, E. Sasaoka, “Chromatic dispersion control in photonic crystal fibers: application to ultra-flattened dispersion” // Optics Express. 2003. V. 11. No 23. P. 843.

ВЫНУЖДЕННОЕ РАССЕЯНИЕ СВЕТА НА ОПТИЧЕСКИХ ФОНОНАХ В КВАНТОВОМ РУЛОНЕ СО СВЕРХСТРУКТУРОЙ

Ю.А.Гришина, Г. А. Сыродоев

Волгоградский государственный педагогический университет

В последнее время активно используется комбинационное рассеяние электромагнитных волн (ЭМВ) в различных наноструктурах, как для изучения состава вещества [1, 2], так и для получения запутанных состояний [3]. В настоящей работе мы рассматриваем многофотонное рассеяние света, распространяющегося вдоль оси симметрии рулона на оптических фононах. При этом мы исходим из эффективного гамильтониана взаимодействия и теории возмущений. Современный уровень технологии позволяет создавать квантовые рулоны с 10 и более ямами в радиальном направлении. При перекрытии волновых функций электронов в соседних ямах широкие зоны разбиваются на узкие разрешенные и запрещенные минизоны. Минизонный спектр проявляется при выполнении условия $\hbar\nu \ll \Delta$ (ν^{-1} – среднее время релаксации электронов, Δ – ширина минизоны). Эту задачу мы будем решать в двухминизонном приближении. Эффективный гамильтониан взаимодействия ЭМВ с электроном в первой минизоне проводимости для запишем в виде

$$\hat{H}^{v(c)} = \varepsilon^{v(c)} \left(\hat{\mathbf{p}} + \frac{e}{c} \mathbf{A}(t) \right) - \varepsilon^{c(v)}(\hat{\mathbf{p}}), \quad (1)$$

где

$$\varepsilon^{v(c)}(\mathbf{p}) = \frac{p_{\perp}^2}{2m} + \frac{\Delta_0^{v(c)}}{2} \left(1 - \cos\left(\frac{p_z d}{\hbar}\right) \right) + \frac{\Delta_1^{v(c)}}{2} \left(1 - \cos\left(\frac{2p_z d}{\hbar}\right) \right) \quad (2)$$

– энергия электрона в первой минизоне валентной зоны (зоны проводимости), $\mathbf{p} = -i\hbar\nabla$ – оператор квазиимпульса, $\mathbf{A}(t)$ – вектор – потенциал ЭМВ, ось Z направлена вдоль оси рулона, L – длина рулона, d – период сверхструктуры в радиальном направлении. Учитывая условие $\lambda \gg d$ (λ – длина ЭМВ), ограничимся дипольным приближением. Кроме того, радиус рулона много больше его толщины. Гамильтониан взаимодействия электрона с акустическими колебаниями решетки возьмем в виде

$$\hat{B} = i \sum_{\mathbf{q}, \alpha} (B_{\mathbf{q}, \alpha} \exp(i(\mathbf{q}\mathbf{r} - \omega_{\mathbf{q}} t)) b_{\mathbf{q}, \alpha} - B_{\mathbf{q}, \alpha}^* \exp(-i(\mathbf{q}\mathbf{r} - \omega_{\mathbf{q}} t)) b_{\mathbf{q}, \alpha}^+), \quad (3)$$

где $b_{\mathbf{q}} (b_{\mathbf{q}}^+)$ – операторы уничтожения (рождения) фононов, \mathbf{q} – волновой вектор фонона, $B_{\mathbf{q}, \alpha} = (\hbar/2\rho\omega_{\mathbf{q}}V)^{1/2} D_{\alpha}/a$, D_{α} – константа деформационного потенциала, α – номер ветви колебаний решетки, ρ – плотность, a – постоянная основной решетки, V – объем кристалла (здесь мы пренебрегаем анизотропностью структуры в электрон-фононном взаимодействии).

Пусть плоская, монохроматическая ЭМВ распространяется вдоль оси симметрии рулона (вдоль оси X)

$$A_{1z} = A_1 \cos(\omega_1 t - \tau x), \quad (4)$$

где τ – волновой вектор ЭМВ, которым в дальнейшем мы пренебрегаем (дипольное приближение). Из (1) и (2) находим

$$\hat{H}^{v(c)} = \sum_{m=-\infty}^{\infty} (\exp(2mi\varphi)(J_{2m}(b_{1(2)})\hat{C}_{2m}^{(0)v(c)} + J_{2m}(2b_{1(2)})\hat{C}_{2m}^{(1)v(c)}) + \exp(-(2m+1)i\varphi)(J_{2m+1}(b_{1(2)})\hat{C}_{2m+1}^{(0)v(c)} + J_{2m+1}(2b_{1(2)})\hat{C}_{2m+1}^{(1)v(c)}) \quad (5)$$

$$\hat{C}_{2m+1}^{(0,1)v(c)} = (-1)^m \begin{pmatrix} \Delta_{(0)}^{v(c)} \sin\left(\frac{\hat{p}_z d}{\hbar}\right) \\ \Delta_{(1)}^{v(c)} \sin\left(\frac{2\hat{p}_z d}{\hbar}\right) \end{pmatrix},$$

$$\hat{C}_{2m}^{(0,1)v(c)} = \begin{pmatrix} \Delta_0^{v(c)} \cos\left(\frac{\hat{p}_z d}{\hbar}\right) \left((\delta_{0,2m}/J_0(b_{1(2)}) - (-1)^m)\right) \\ \Delta_1^{v(c)} \cos\left(\frac{2\hat{p}_z d}{\hbar}\right) \left((\delta_{0,2m}/J_0(2b_{1(2)}) - (-1)^m)\right) \end{pmatrix}, \quad J_m(b) - \text{функция Бесселя}$$

действительного аргумента порядка m , $\varphi = \omega_{1(2)}t$, $b_{1(2)} = eE_{1(2)}d/(\hbar\omega_{1(2)})$, $E_{1(2)}$ – амплитуда электрического поля падающей (основная частота рассеянной) ЭМВ, $\omega_{1(2)}$ – частота падающей (рассеянной) ЭМВ.

Как это следует из законов сохранения квазиимпульсов электронов и фононов (при пренебрежении импульсами фотонов) рассеяние возможно только на фононах с волновым вектором $\mathbf{q} = 0$. В третьем порядке теории возмущений в двухзонном приближении, принимая во внимание межзонные виртуальные переходы из валентной зоны в зону проводимости для вероятности перехода с поглощением m_1 фотонов частоты ω_1 и испусканием m_2 фотонов частоты ω_2 и фонона частоты ω_0 получим

$$w = \frac{2\pi}{\hbar} \left| \sum_{\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2, \mathbf{k}_3} \left\{ \frac{\langle \mathbf{k}_1, v | H_2^c | \mathbf{k}_3, c \rangle \langle \mathbf{k}_3, c | B | \mathbf{k}_2, c \rangle \langle \mathbf{k}_2, c | H_1^v | \mathbf{k}_1, v \rangle}{(\varepsilon_{\mathbf{k}_1}^v - \varepsilon_{\mathbf{k}_2}^c - \hbar\omega_0)(\varepsilon_{\mathbf{k}_1}^v - \varepsilon_{\mathbf{k}_2}^c + m_1\hbar\omega_1)} + \frac{\langle \mathbf{k}_1, v | H_1^c | \mathbf{k}_3, c \rangle \langle \mathbf{k}_3, c | B | \mathbf{k}_2, c \rangle \langle \mathbf{k}_2, c | H_2^v | \mathbf{k}_1, v \rangle}{(\varepsilon_{\mathbf{k}_1}^v - \varepsilon_{\mathbf{k}_2}^c - \hbar\omega_0)(\varepsilon_{\mathbf{k}_1}^v - \varepsilon_{\mathbf{k}_2}^c - m_2\hbar\omega_2)} + \dots \right\}^2 (n_q + 1)\delta(m_1\hbar\omega_1 - m_2\hbar\omega_2 - \hbar\omega_0) \right| \quad (6)$$

Следующие четыре члена в этом выражении получаются перестановкой операторов H и B в матричных элементах. Мы будем рассматривать рассеяние плоско-поляризованной световой волны в волноводе, имеющем ось симметрии (одномерный случай), так что рассеянная волна имеет такую же поляризацию, что и падающая. Индексы c и v относятся к зонам проводимости и валентной; в матричных элементах операторов в (5) уже проведено интегрирование по времени. В нашем приближении межзонные матричные элементы оператора

$$\hat{B} = \sqrt{\frac{\hbar}{2V\rho\omega_0}} \frac{D}{a} \quad (\text{который уже не содержит оператора уничтожения фононов})$$

равны нулю, в силу ортогональности блоховских волновых функций. Таким образом в (5), остаются два первых члена. Будем считать, что при низких температурах валентная зона полностью заполнена, а зона проводимости полностью свободна и ширины первой минизоны в валентной зоне и зоне проводимости Δ^v , Δ^c значительно меньше ширины запрещенной зоны ε_g . Тогда для вероятности перехода в единице объема в единицу времени получим

$$w = Vg \sum_{m_1, m_2} \left[\frac{1}{(m_1 \hbar \omega_1 + \hbar \omega_0)^2} + \frac{1}{(m_2 \hbar \omega_2 - \hbar \omega_0)^2} \right]^2 \times \quad (7)$$

$$\times (n_q + 1) \sum_{i, j=0}^1 (J_{m_1}^2 (2^i b_1) J_{m_2}^2 (2^j b_2) \Delta_{iv}^2 \Delta_{jc}^2 f_{ivc}^2 f_{jvc}^2) \delta(m_1 \hbar \omega_1 - m_2 \hbar \omega_2 - \hbar \omega_0),$$

где $g = \frac{\pi^5 \hbar D^2 n^2}{4 \rho \omega_0 a \varepsilon_g^4}$,

$$f_{\begin{pmatrix} i \\ j \end{pmatrix} \begin{pmatrix} cv \\ vc \end{pmatrix}}^2 = \left| \int_{\Omega_0} U_0^{c(v)*} \sin \frac{2^{i(j)} p_z d}{\hbar} U_0^{v(c)} d^J x \right|^2 (1 + (-1)^{m_{i(j)+1}}) + \left| \int_{\Omega_0} U_0^{c(v)*} \cos \frac{2^{i(j)} p_z d}{\hbar} U_0^{v(c)} d^J x \right|^2 (1 - (-1)^{m_{i(j)+1}})$$

(интеграл берется по элементарной ячейке) и, принято, что $u_k^c(\mathbf{r}) \approx u_0^c(\mathbf{r})$, n – концентрация электронов в первой минизоне валентной зоны. Затем находим сечение рассеяния единицей объема в единицу телесного угла $\frac{d\sigma}{d\Omega} = \sum_{m_1} \frac{d\sigma_{m_1}}{d\Omega}$, где

$$\frac{d\sigma_{m_1}}{d\Omega} = g \sum_{m_2} \left(\frac{1}{m_1 \hbar \omega_1 + \hbar \omega_0} + \frac{1}{m_2 \hbar \omega_2 - \hbar \omega_0} \right)^2 \frac{\sum_{i, j=0}^1 (J_{m_1}^2 (2^i b_1) J_{m_2}^2 (2^j b_2) \Delta_{iv}^2 \Delta_{jc}^2 f_{ivc}^2 f_{jvc}^2) \hbar \gamma_0 / 2}{(m_1 \hbar \omega_1 - m_2 \hbar \omega_2 - \hbar \omega_0)^2 + \hbar^2 \gamma_0^2 / 4}, \quad (8)$$

где $\frac{\hbar \gamma_0}{2}$ – ширина фононного уровня $\hbar \omega_0$, определяемая ангармонизмом колебаний решетки. Из выражения (7) следует, что при многофотонном вынужденном рассеянии в СР появляются гармоники рассеянного света с частотами

$$\omega_2 = \frac{m_1 \omega_1 - \omega_0}{m_2}, \quad (9)$$

где m_1 и $m_2 = \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$ и $\omega_0 < \omega_1$. Из (9) видно, что члены ряда (7) с $m_2=1$ и $m_1=1, 2, \dots$ соответствуют гармоникам с частотами $\omega_2 = m_1 \omega_1 - \omega_0$ большими ω_1 , если $m_1 \geq 2$, а члены ряда с $m_2 > m_1$ соответствуют частотам $\omega_2 < \omega_1$. При отрицательных значениях $m_1 < 0$ и $m_2 = -1$ получаем гармоники с частотами $\omega_2 = |m_1| \omega_1 + \omega_0$. Такое рассеяние сильной электромагнитной волны на атомах газа рассматривалось в [3], а при резонансном рассеянии слабой электромагнитной волны в поле сильной – в [4]. В этих работах также находились гармоники рассеянного излучения с частотами как большими, так и меньшими частоты падающей волны. Парциальные дифференциальные сечения обращаются в ноль при совпадении безразмерных амплитуд от $b_{1(2)}$ с корнями функции Бесселя. Полной же прозрачности не наблюдается, поскольку корни для разных индексов функции Бесселя не совпадают.

ЛИТЕРАТУРА

1. Д.Н. Клышко "Физические основы квантовой электроники" М.: Наука, 1986
2. М.В. Вязовский, Г.А. Сыродоев // Изв. Вузов. Радиофизика. 2001. Т. 44, № 8. С. 725.
3. Д.И. Блохинцев «Основы квантовой механики» М.: Наука, 1983.
4. В.А. Коварский, Н.Ф. Перельман // ЖЭТФ. 1971. Т. 60. С. 509.

МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПЛАЗМОННЫХ СИСТЕМ

А.Н. Калиш^{1,2}, В.И. Белотелов^{1,2}, Д.А. Быков³, Л.Л. Досколович³,
А.К. Звездин²

¹МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

²Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН

³Институт систем обработки изображений РАН

В последние годы одним из основных направлений фотоники является поиск сред, позволяющих эффективно управлять свойствами проходящего через них света. В связи с этим возрос интерес к периодическим наноструктурированным материалам. Примером могут являться металлические решетки, перфорированные периодической системой щелей или отверстий [1]. В таких решетках при определенных условиях возбуждаются поверхностные плазмон-поляритоны – электромагнитные волны на границах металла [2,3], поэтому подобные структуры получили название плазмонных. Возбуждение поверхностных плазмон-поляритонов приводит к локализации энергии электромагнитного поля вблизи границы металл-диэлектрик, что позволяет усиливать взаимодействие свет-вещество. Если решетка контактирует с магнитным диэлектриком, то следствием возбуждения плазмонных волн является усиление магнитооптических, связанных как с модуляцией интенсивности света, так и с преобразованием его поляризации.

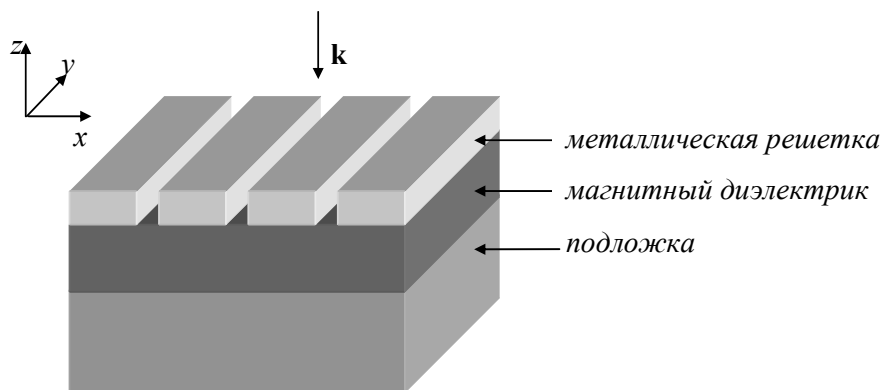


Рис. 1. Рассматриваемая магнитоплазмонная система.

В работе рассматриваются магнитооптические свойства магнитоплазмонных двуслойных гетероструктур, состоящих из металлической решетки, периодически перфорированной системой щелей, и однородной магнитной диэлектрической пленки (рис. 1). Свет падает со стороны металлической решетки в плоскости xz и имеет ТМ-поляризацию. При численных расчетах в качестве металла рассматривалось золото, а в качестве магнитного диэлектрика – висмут-содержащий иттриевый феррит-гранат (Bi:YIG). Рассматриваются три случая ориентации

намагниченности: вдоль осей x , z и y соответственно (направления осей показаны на рис. 1). Вся структура нанесена на подложку из кварца.

Пусть на металлодиэлектрическую структуру (рис. 1) падает плоская волна, которая взаимодействует с металлической решеткой и порождает один или несколько дифракционных порядков. При определенном соотношении периода решетки и толщины магнитного слоя, дифракционные порядки возбуждают в магнитном слое волноводные моды, которые во многом определяют оптические и магнитооптические свойства таких структур. Строго говоря, моды в диэлектрическом слое квазिवолноводные, поскольку одна из стенок волновода неоднородна и перфорирована системой щелей. При распространении по такому волноводу электромагнитные волны частично рассеиваются на щелях в металле, и энергия уходит в дальнюю зону, что и формирует прошедшее через структуру поле.

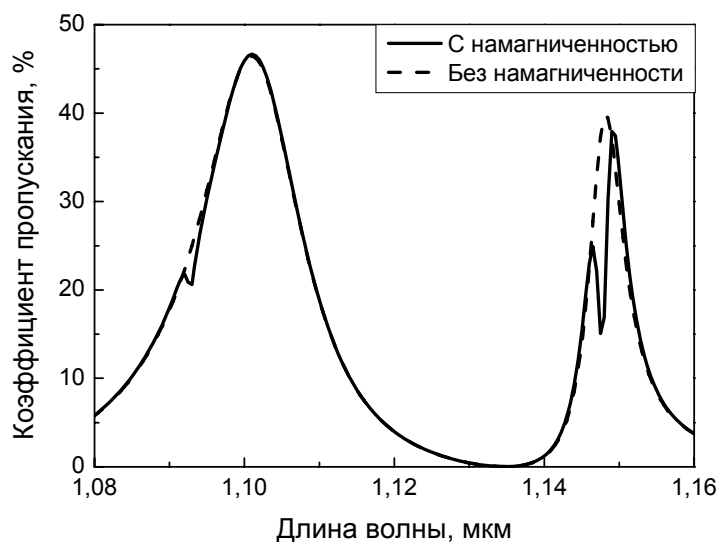


Рис. 2. Спектры оптического пропускания при наличии намагниченности, ориентированной вдоль плоскости структуры в плоскости падения (сплошная линия), и при ее отсутствии (пунктирная линия).

На рис. 2 представлены зависимости коэффициентов оптического пропускания в нулевом дифракционном порядке от длины волны для случаев диэлектрического слоя, намагниченного в плоскости структуры, и при отсутствии намагниченности. В случае намагниченного диэлектрического слоя спектр пропускания структуры имеет резкий минимум при длине волны 1148 нм. Коэффициент оптического пропускания меняется от 0.40 до 0.15, что соответствует относительному изменению около 60%. Таким образом, имеет место магнитооптический эффект, выраженный в изменении оптического пропускания рассматриваемой гетероструктуры при изменении намагниченности слоя.

Узкая спектральная ширина наблюдаемого эффекта говорит о его резонансной природе.

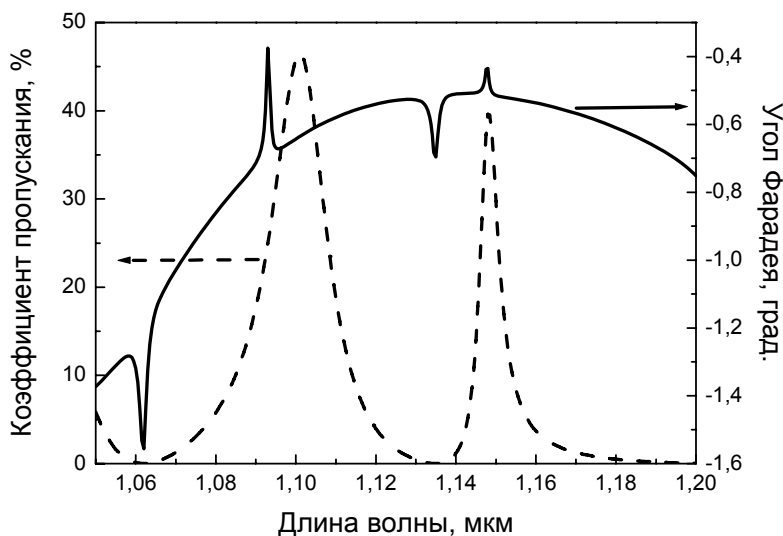


Рис. 3. Спектры оптического пропускания (пунктирная линия) и эффекта Фарадея (сплошная линия) при намагниченности, направленной ортогонально плоскости структуры.

На рис. 3 показаны спектры оптического пропускания и эффекта Фарадея для случая системы, намагниченной ортогонально плоскости. Резонанс эффекта Фарадея выражается как в пиках, так и в провалах в спектре. Путем подбора геометрических параметров возможно достижение большого значения угла Фарадея, превышающее величину угла Фарадея для однородной пленки без нанесения металлической решетки.

В работе проводится численное исследование указанных магнитооптических эффектов и дается объяснение их особенностей в терминах возбуждения квазиволноводных мод. Описанные явления привлекают большой интерес в связи с возможными применениями в интегральной оптике и сенсорах магнитного поля.

Работа поддержана РФФИ (проекты 07-02-01445, 07-02-91588, 08-02-00717, 09-02-01028) и грантом НШ-671.2008.2.

ЛИТЕРАТУРА

1. T.W. Ebbesen, H.J. Lezec, H.F. Ghaemi, T. Thio, P.A. Wolff // Nature 1998. V. 391. P. 667.
2. P. Lalanne, J.P. Hugonin, J.C. Rodier // J. Opt. A: Pure Appl. Opt. 2005. Vol. 7. P. 422.
3. M.M.J. Treacy // Phys. Rev. B 2002. V. 66. P. 195105.

ДИФРАКЦИЯ ПОВЕРХНОСТНЫХ ПЛАЗМОН-ПОЛЯРИТОННЫХ ВОЛН В МЕТАЛЛАХ И МЕТАМАТЕРИАЛАХ

Д.О. Сапарина, А.П. Сухоруков

МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет

Вдоль границы раздела сред с разным знаком диэлектрических или магнитных проницаемостей могут распространяться поверхностные плазмон-поляритонные волны, представляющие собой связанные колебания электронной плазмы и электромагнитного поля. Долгое время поверхностные плазмон-поляритоны наблюдались и были теоретически описаны для поверхностей металлов, однако после изготовления метаматериалов с отрицательными значениями диэлектрической и магнитной проницаемостей ϵ и μ , была исследована так же возможность их наблюдения на поверхностях метаматериалов [1,2]. Основные отличия волн на поверхностях металлов и метаматериалов состоят в том, что на границе металла ($\mu=1$) и диэлектрика могут существовать только *TM* моды, в то время как на границе метаматериала и диэлектрика могут существовать как *TE*, так и *TM* моды. Волновое число волн на поверхности метаматериала может быть существенно больше, чем волновое число в вакууме или на поверхности металлов.

Однако все теоретические работы относятся к плоским волнам. В данной работе исследуется дифракция ограниченных в пространстве волновых пучков, характерная ширина которых больше длины волны поверхностного плазмон-поляритона.

Пусть плоскость $z=0$ соответствует границе раздела диэлектрика и металла (или метаматериала), ось Oz направлена по нормали к ней; пусть поверхностная волна распространяется вдоль оси Ox . При дальнейшем анализе будем рассматривать общий случай границы двух сред с диэлектрическими и магнитными проницаемостями $\epsilon_{1,2}$ и $\mu_{1,2}$, не делая упрощений, связанных с тем, что магнитная проницаемость металла $\mu_{\text{мет}}=1$.

Из уравнений Максвелла для компонент электрического поля в каждой из сред может быть получено уравнение:

$$\Delta \vec{E} + k_0^2 n_j^2 \vec{E} = 0, \quad (1)$$

где k_0 – величина волнового вектора в вакууме, n_j – показатель преломления среды с $j=1$ или 2 (диэлектрика или металла/метаматериала). Отметим, что в случае металлов $n_j^2 = \epsilon_j$. Решение волнового уравнения (1) для плазмон-поляритонного пучка с огибающей $A(x,y)$ может быть найдено в виде

$$\vec{E} = A(x,y) \exp(-\gamma_j |z| + i\beta x). \quad (2)$$

Коэффициент локализации поля около границы сред γ_j , волновые числа поверхностных волн β зависят от поляризации и различны для *TE* и *TM* волн.

При помощи метода медленно меняющейся амплитуды из уравнения (1) для огибающей пучка $A(x,y)$ может быть получено уравнение

$$\frac{\partial A(x,y)}{\partial x} + i \frac{1}{2\beta} \frac{\partial^2 A(x,y)}{\partial y^2} = 0. \quad (5)$$

Уравнение (5) описывает дифракцию волновых пучков с характерной шириной, значительно превышающей длину волны плазмона $\lambda_{surf} = 2\pi\beta^{-1}$, на поверхности, разграничивающей диэлектрик с металлом или метаматериалом. При наличии начальной кривизны волнового фронта, которая определяется кривизной волнового фронта возбуждающего поверхностную волну пучка, возможна фокусировка поверхностных волн.

Затухание плазмон-поляритонных волн обусловлено наличием поглощения в металлах, имеющего разную природу в разных частотных диапазонах [3]. Длина затухания на границе воздуха и серебра достигает от 0,01 до 0,1 см для длины волны от 300 нм до 1 мкм соответственно, в области сантиметровых волн длина затухания превышает 100 м. Нами был проведен расчет дифракционной длины $l_{dif} = \pi a^2 / \lambda_{surf}$, где a – начальная ширина плазмон-поляритонного пучка, при учете дисперсии металлов и метаматериала. Важно, что для поверхностных волн на границе серебро-воздух (рис. 1а) и метаматериал (рис. 1б) дифракционная длина оказывается меньшей или сравнимой с указанной длиной затухания, следовательно, дифракционные эффекты могут играть существенную роль при распространении пространственно ограниченных плазмон-поляритонных волн.

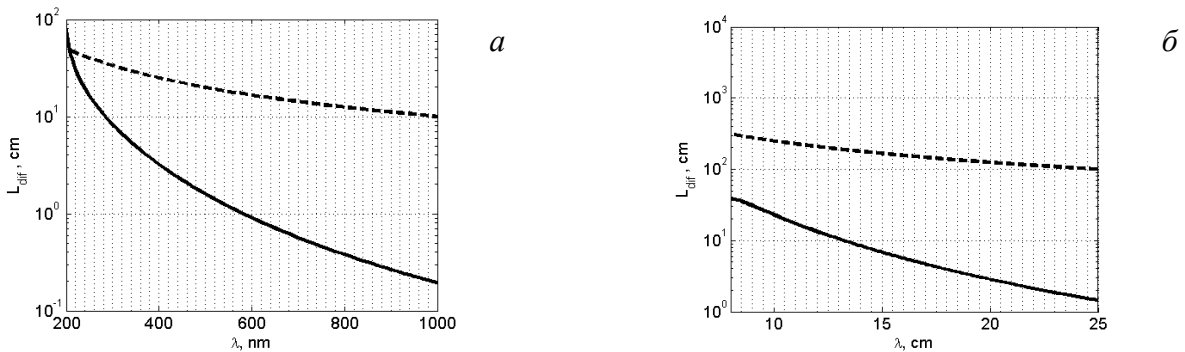


Рис. 1. Зависимость дифракционной длины от длины волны (сплошная линия) поверхностного плазмон-поляритона с учетом дисперсии сред: а - для поверхности серебра в оптическом диапазоне, б - для поверхности метаматериала в сантиметровом диапазоне; пунктирной линией показана дифракционная длина для пучка в вакууме.

Одним из важных свойств и металлов, и метаматериалов, является их сильная дисперсия. В работе [2] было выведено уравнения распространения плазмонных импульсов, в том числе для случая керровской нелинейности сред. В линейной среде профиль плазмон-поляритонной волны имеет вид $f(z) = \exp(-\gamma_j z)$, в среде с керровской нелинейностью профиль волны изменяется и имеет вид

$f(z) = f_0 \operatorname{sech}[\eta_j(z - z_{j0})]$. С учетом дисперсии и дифракции для поверхностной волны $E(x, y, z, \xi) = A(x, y, \xi) \exp(i\beta x - i\omega_0 t) f(z)$ может быть получено уравнение

$$\frac{\partial A}{\partial x} + iD_{dis} \frac{\partial^2 A}{\partial \xi^2} + iD_{dif} \frac{\partial^2 A}{\partial y^2} - i\alpha |A|^2 A = 0, \quad (6)$$

где α - эффективный коэффициент нелинейности, $\xi = x - v_{gr}t$ - бегущая координата пучка, $v_{gr} = \partial\omega/\partial\beta|_{\omega=\omega_0}$ - групповая скорость плазмонной волны, а коэффициенты дисперсионного и дифракционного расплывания $D_{dif} = 1/2\beta$, $D_{dis} = 1/2\partial v_{gr}^{-1}/\partial\omega|_{k=k_0}$.

В уравнение (6) входят две пространственно-временные координаты, следовательно, на поверхности металлов или метаматериалов могут распространяться плазмон-поляритонные вихреки - пучки с винтовыми фазовыми дислокациями волнового фронта. Простейший случай представляют собой гауссовы пучки с единичным топологическим зарядом:

$$A(x, y, \xi) = A_0 \cdot (y + i\xi) \exp\left(-\frac{y^2}{a_0^2} - \frac{\xi^2}{b_0^2}\right). \quad (7)$$

Подробно исследование пространственно-временных вихреков приведено, например, в [4]. Уравнение (6) также имеет приближенное решение в виде

$$A = A_0 \exp\left[-\left(y^2 + \frac{D_{dif}}{D_{dis}} \xi^2\right)^3 / a_0^6\right] \tanh\left[\sqrt{y^2 + \frac{D_{dif}}{D_{dis}} \xi^2} / r_0\right] \exp\left[i \arctan\left(\sqrt{\frac{D_{dif}}{D_{dis}}} \frac{\xi}{x}\right)\right] \quad (8)$$

пространственно-временного солитона с винтовой фазовой дислокацией.

Работа выполнена при поддержке грантами «Ведущие научные школы» НШ-671.2008.2, РФФИ № 08-02-00717, 09-02-01028.

ЛИТЕРАТУРА

1. R. Ruppin // Phys. Lett. A. 2000. V. 277. P. 61.
2. I.V. Shadrivov, A.A. Sukhorukov, Yu.S. Kivshar // Phys. Rev. E. 2004. V. 69. P. 016617.
3. Б.А. Князев, А.В. Кузьмин // Вестник НГУ. Сер.: Физика. 2007. Т. 2. Вып. 1. С. 108.
4. A.P. Sukhorukov, V.V. Yangirova // Proc. of SPIE. 2005. P. 594906.

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН В ПЕРИОДИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЕ ПОЛУПРОВОДНИК-МЕТАМАТЕРИАЛ

М.В. Головкина

Поволжский государственный университет телекоммуникаций и информатики

В последнее время пристальное внимание исследователей вызывают искусственные среды, обладающие новыми свойствами, не присущими природным материалам. Искусственные композитные материалы, состоящие из отдельных элементарных блоков, характерные размеры которых не превышают длину волны, получили название метаматериалов. Метаматериалы можно рассматривать как однородные среды, обладающие отрицательными значениями эффективной диэлектрической и магнитной проницаемости. Одним из интересных направлений анализа необычных свойств новых искусственных материалов является изучение свойств периодических структур, содержащих слои метаматериалов с отрицательным значением показателя преломления. Показано, что в одномерных периодических структурах со слоями обычного диэлектрика и материала с отрицательным показателем преломления возникают новые фотонные запрещенные зоны для некоторых направлений распространения [1, 2]. Менее изученными являются структуры, содержащие слои полупроводника и метаматериала с отрицательным показателем преломления.

Рассмотрим периодическую среду, содержащую чередующиеся слои полупроводника толщиной d_1 и слои метаматериала с отрицательным показателем преломления толщиной d_2 (рисунок 1).

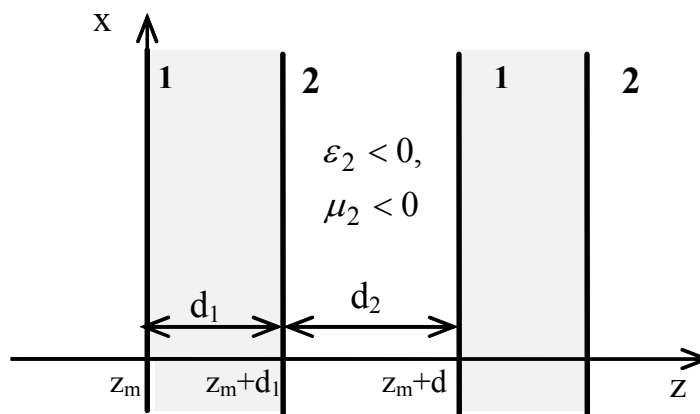


Рис. 1. Геометрия задачи: слой 1 - полупроводник, слой 2 - метаматериал с отрицательным показателем преломления.

Будем предполагать, что $\partial/\partial y = 0$. Уравнения, описывающие

распространение электромагнитных волн в структуре, состоит из уравнений Максвелла для каждого слоя и условий непрерывности тангенциальных составляющих электрического и магнитного полей на всех границах структуры. Решение этой системы уравнений ищем в виде плоских волн $\exp(i\omega t - ik_x x - ik_{z_{1,2}} z)$. Для выбранной геометрии в структуре могут распространяться волны двух типов: ТМ-волны и ТЕ-волны. Рассмотрим распространение ТМ - волн и образование фотонных запрещенных зон в рассматриваемой структуре. Дисперсионное соотношение для ТМ-волн имеет вид

$$\cos Kd = \cos k_{z_1} d_1 \cos k_{z_2} d_2 - \frac{1}{2} \left(\frac{k_{z_1} \varepsilon_2}{k_{z_2} \varepsilon_1} + \frac{k_{z_2} \varepsilon_1}{k_{z_1} \varepsilon_2} \right) \sin k_{z_1} d_1 \sin k_{z_2} d_2, \quad (1)$$

где K - блоховское волновое число, 1,2 - номера слоев, $d = d_1 + d_2$ - период структуры, $k_{z_{1,2}} = \pm \sqrt{n_{1,2}^2 - k_x^2}$, $n_1 = \sqrt{\varepsilon_1 \mu_1}$, $n_2 = -\sqrt{\varepsilon_2 \mu_2}$, k_x - х-компонента волнового числа, k_z и k_x нормированы относительно ω/c . Для описания движения носителей в полупроводнике воспользуемся гидродинамическими соотношениями, применимыми для частот $\omega \gg \nu$ и $\omega \ll \nu$, где ν - эффективная частота столкновений. Для однородного полупроводника диэлектрическая проницаемость имеет вид [3]

$$\varepsilon_1 = \varepsilon_{0L} \left(1 - \frac{\omega_{p1}^2}{\omega(\omega + i\nu)} \right), \quad (2)$$

где ε_{0L} - проницаемость решетки полупроводника, ω_{p1} - плазменная частота, ν - эффективная частота столкновений.

Электромагнитные волны могут распространяться в рассматриваемой периодической структуре, когда блоховское волновое число K является действительным. Комплексные k_z или K показывают наличие запрещенной зоны, где распространение электромагнитных волн невозможно. Проведенный анализ дисперсионных характеристик показал, что при выполнении условия $k_x^2 \gg \omega^2 |\varepsilon_{1,2}| / c^2$ разрешенные и запрещенные полосы распространения для структуры полупроводник - метаматериал меняются местами по сравнению с периодической структурой полупроводник - обычный диэлектрик [4].

Численное исследование запрещенных зон рассматриваемой структуры показало наличие фотонной запрещенной зоны при выполнении условия $k_{z_1} d_1 + k_{z_2} d_2 = 0$. Наличие новой запрещенной зоны в периодической структуре объясняется тем, что потоки энергии в слое полупроводника и слое метаматериала имеют разные направления и в случае равенства компенсируют друг друга. Исследование динамики

изменения формы запрещенной зоны для различных соотношений толщины слоев полупроводника и метаматериала показало, что при равенстве потоков энергии в слоях распространение электромагнитных волн невозможно для любых значений k_x , что говорит о наличии в структуре полной фотонной запрещенной зоны.

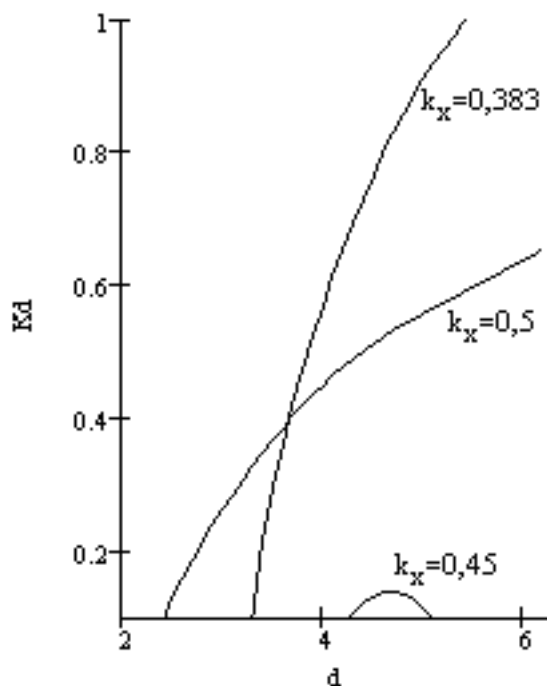


Рис. 2. Блоховский фазовый сдвиг.

Исследование поведения блоховского фазового сдвига Kd в зависимости от периода структуры d выявило, что кривые, соответствующие разным значениям постоянной распространения k_x , могут пересекаться (рисунок 2). Пересечение двух различных мод означает, что эффективная пространственная скорость, определяемая как $v_{ef} = \partial k_x / \partial K$, имеет различные знаки по разные стороны от точки пересечения. Следовательно, в рассматриваемой структуре, в отличие от периодической структуры со слоями обычных материалов, потоки энергии имеют различное направление у

противоположных краев разрешенной зоны.

Таким образом, продемонстрированные свойства периодических структур полупроводник - метаматериал позволяют использовать их для создания устройств управления распространением электромагнитных волн в области инфракрасного и оптического диапазона.

ЛИТЕРАТУРА

1. I.V. Shadrivov, A.A. Sukhorukov, Yu.S. Kivshar // Phys. Rev. Lett. 2005. V. 95. P. 193903.
2. L. Wu, S. L. He, and H. Chen // Optics Express. 2003. V. 11. No 11. P.1283.
3. Ф.Г. Басс, А.А. Булгаков, А.П. Тетервов "Высокочастотные свойства полупроводников со сверхрешетками". М.: Наука, 1989.
4. M.V. Golovkina // SIBCON-2007 IEEE International Siberian conference on control and communication. 21-27 April 2007. Tomsk. P. 174.

ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ДВУХСЛОЙНОЙ ВОЛНОВОДНОЙ СТРУКТУРЫ СО СЛОЕМ МЕТАМАТЕРИАЛА И ТОНКОЙ СВЕРХПРОВОДЯЩЕЙ ПЛЕНКОЙ

М.В. Головкина

Поволжский государственный университет телекоммуникаций и информатики

Открытие в 1988 году Беднорцем и Мюллером высокотемпературной сверхпроводимости дало импульс в исследовании различных структур на основе высокотемпературных композитных сверхпроводников. Многослойные тонкопленочные сверхпроводящие структуры могут служить основой для многих активных и пассивных элементов. Как известно, в интервале полей подмагничивания $B_{c1} < B < B_{c2}$ (B_{c1} и B_{c2} - нижнее и верхнее критические поля сверхпроводника соответственно) сверхпроводники второго рода, к которым можно отнести высокотемпературные сверхпроводники, находятся в смешанном состоянии. В смешанном состоянии в сверхпроводник проникает несверхпроводящая фаза в виде решетки ориентированных по полю магнитных вихрей Абрикосова. Появление в сверхпроводнике вихрей Абрикосова приводит при взаимодействии с электромагнитной волной к диссипации энергии. Но, если решетка вихрей Абрикосова движется в тонком слое сверхпроводника под действием транспортного тока, взаимодействие с электромагнитной волной может приводить при выполнении ряда условий к усилению волны за счет энергии движущихся вихрей [1, 2].

Рассмотрим прямоугольный волновод, перегороденный тонкой пленкой сверхпроводника второго рода (рисунок 1). Слой 1 толщиной d_1 представляет собой метаматериал с отрицательными значениями диэлектрической и магнитной проницаемости $\epsilon_1 < 0$, $\mu_1 < 0$. Слой 2 толщиной d_2 - обычный диэлектрик с параметрами $\epsilon_2 > 0$ и $\mu_2 > 0$, ширина волновода $a = d_1 + d_2$. Слои разделены тонкой сверхпроводящей пленкой толщины $t \ll \lambda$, где λ - лондоновская глубина проникновения магнитного поля в сверхпроводник. Вся структура находится в магнитном поле B_{x0} , направленном вдоль оси Oy. Величина магнитного поля не превышает значение второго критического поля для сверхпроводника. Под действием транспортного тока, протекающего в пленке перпендикулярно полю вдоль оси Oy, решетка вихрей Абрикосова в слоях сверхпроводника приходит в движение против оси Oz со скоростью v . Зависимость от времени в работе имеет вид $\exp(i\omega t)$.

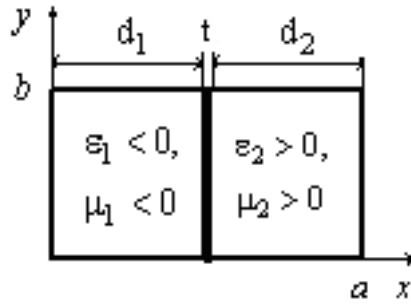


Рис. 1. Геометрия структуры.

Наличие тонкой сверхпроводящей пленки учтем введением специального граничного условия [1]

$$H_z(x = d_1) - H_z(x = d_1 + t) = \frac{\mu_0 \eta t}{B_{x0} \Phi_0 \beta} (\omega \pm \frac{j_{y0} \Phi_0}{\eta} \beta) H_x(x = d_1), \quad (1)$$

где η – коэффициент вязкости магнитного вихря, j_{y0} – плотность транспортного тока в сверхпроводнике, β – продольное волновое число, Φ_0 – квант магнитного потока, верхний знак "+" в формуле соответствует волне, распространяющейся противоположно скорости движения вихревой решетки, нижний знак "-" – волне, распространяющейся по направлению движения вихревой структуры.

В рассматриваемом волноводе могут существовать гибридные волны HE_{mn} и волны H_{m0} . Исследуем волны типа H_{m0} , дисперсионное уравнение для которых имеет вид

$$\frac{k_{x1}}{\mu_1} \operatorname{ctg} k_{x1} d_1 + \frac{k_{x2}}{\mu_2} \operatorname{ctg} k_{x2} d_2 = -i \frac{\mu_0 t \eta}{B_{x0} \Phi_0} \left(\frac{j_{y0} \Phi_0 \beta}{\eta} \pm \omega \right), \quad (2)$$

где $k_{x1,2} = \sqrt{\omega^2 \varepsilon_0 \mu_0 \varepsilon_{1,2} \mu_{1,2} - \beta^2}$ – поперечное волновое число.

Рассмотрим волну, распространяющуюся по направлению движения решетки вихрей Абрикосова и наиболее эффективно взаимодействующую с ней. В том случае, когда фазовая скорость электромагнитной волны велика по сравнению со скоростью движения вихревой структуры $v = j_{y0} \Phi_0 / \eta$, взаимодействие волны с вихревой решеткой мало, и дисперсионные характеристики не отличаются от дисперсионных характеристик двухслойного волновода со слоем метаматериала и обычной резистивной пленкой [3]. Если же фазовая скорость электромагнитной волны сравнима со скоростью движения вихревой структуры, то волна может эффективно взаимодействовать с вихревой решеткой и испытывать

усиление за счет энергии движущейся вихревой структуры [1, 2]. Однако для наблюдения такого усиления необходимо существенно замедлить электромагнитную волну. В качестве замедляющей структуры мы предлагаем использовать комбинацию слоя обычного диэлектрика и метаматериала с отрицательным показателем преломления. Как было показано в [3, 4], в двухслойном волноводе, содержащем комбинацию слоев обычного диэлектрика и метаматериала с отрицательным показателем преломления, могут существовать супермедленные моды, групповая скорость которых может быть сколь угодно малой. Возможность существования таких супермедленных мод обуславливается тем, что потоки энергии в слое обычного диэлектрика и метаматериала имеют противоположное направление.

Численный расчет коэффициентов затухания волн типа H_{m0} для волновода с тонкой сверхпроводящей пленкой, содержащего комбинацию слоев обычного диэлектрика и метаматериала, показал следующее. Если фазовая скорость волны больше скорости вихревой структуры v , значения мнимой части постоянной распространения β'' отрицательны для всех частот - волна затухает. Если же фазовая скорость волны сравнивается со скоростью вихревой структуры, то β'' становится положительной при частотах больше критической, что соответствует случаю усиления. Меняя величину транспортного тока в сверхпроводящей пленке, можно менять скорость движения решетки вихрей v , и переводить волновод из режима усиления в режим затухания. Необходимо отметить, что коэффициент затухания зависит также и от величины внешнего магнитного поля. Это обстоятельство дает дополнительную возможность управления параметрами усиления.

Таким образом, рассмотренные в работе волноводные структуры можно использовать для создания новых управляемых устройств для усиления электромагнитных волн.

ЛИТЕРАТУРА

5. А.Ф. Попков // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. Вып. 5. С. 9.
6. А.Г. Глущенко, М.В. Головкина // Письма в ЖТФ. 1998. Т. 24. Вып. 1. С. 9.
7. M.V. Golovkina // Proceedings of Metamaterials'2007. 2007. Rome. Italy. P. 337.
8. I.S. Nefedov and S.A. Tretyakov // Radio Science. 2003. V. 38. Iss. 6. P. 9.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МЕТАМАТЕРИАЛОВ ДЛЯ УЛУЧШЕНИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ПЕЧАТНЫХ АНТЕНН

О.П. Пономарев, В.Ю. Воробейкин

ФГОУ ВПО «Балтийская государственная академия рыбопромыслового флота»

В последнее время наблюдается значительный интерес к исследованию метаматериалов для улучшения электрических характеристик антенн, в том числе полосковых.

Цель работы – обзор методов улучшения характеристик направленности и поляризационных характеристик печатных антенн.

Традиционная ячейка метаматериала – резонатор в виде расщепленного кольца или прямоугольника (Split Ring Resonator – SRR). Упорядоченный или разупорядоченный набор SRR образует резонансную структуру. Резонансная структура метаматериала моделируется магнитосвязанными LC-контуром, образующими волновод, в котором поддерживается распространение магнитоиндуктивных (Magneto-Inductive - MI) волн [1]. Импеданс таких волноводов определяется их взаимной индуктивностью и частотой возбуждения. Периодическая структура SRR, покрывающая печатную антенну, увеличивает ее коэффициент усиления и КПД. Также SRR обладает свойством селекции поляризации фронта падающей на раскрыв антенны волны [2].

Метаматериалы в виде многослойных SRR-покрытий, располагающиеся между излучателями печатных антенных решеток, позволяют значительно уменьшить их взаимное влияние и ослабить дифракционные лепестки диаграммы направленности (ДН) в угловом диапазоне сканирования ДН. Это происходит из-за анизотропного характера магнитной проницаемости μ метаматериала, которая по одному из направлений зависит от частоты и, при соответствующем выборе геометрических характеристик решетки SRR, в частотном диапазоне работы антенны принимает отрицательное значение. Такое покрытие технологично и может быть создано методом фотолитографии. Нарушение периодичности структуры не влияет на резонансную частоту такого покрытия.

В антенной технике кроме традиционных SRR-структур используются композитные метаматериалы (Composite Right/Left Handed – CRLH), состоящие из совокупности правосторонней (Right Handed – RH) и левосторонней (Left Handed – LH) сред. Практический интерес представляет среда, состоящая из метаматериала на базе традиционных SRR структур или SRR структур, совмещенных с периодической сеткой проводников. Такая среда является левосторонней, так как помимо отрицательной μ за счет SRR-решетки, отрицательной становится и диэлектрическая проницаемость ϵ . Использование этой структуры в

подложке позволяет уменьшить электрические размеры антенны на 60%. Для разработки миниатюрных многочастотных антенн CRLH-материалы применяются с традиционными правосторонними средами в формате ячейки RH-CRHL-RH. Работа на нескольких частотах в таких антеннах возможна за счет разницы в критических частотах волн, соответствующих правосторонней и левосторонней средам. В [3] получены рабочие частоты $f_1=3,46$ ГГц и $f_2=7,33$ ГГц для лево- и правосторонней моды, соответственно. При этом общий размер ячейки RH+CLRHL+RH меньше $\lambda/4$, где λ - длина волны в волноводе.

Изменение конфигурации метаматериала для адаптивного управления поляризационными и частотными свойствами миниатюрных антенн возможно при использовании в составе метаматериала активных электронных элементов. В [4] исследован объемный резонатор, состоящий из полосковой антенны и частично отражающей поверхности (Partially Reflective Surface – PRS) в виде индуктивной сетки медных проводников и емкостной сетки с варикапами. При изменении напряжения на варикапах изменяется резонансная частота метаматериала в диапазоне 2-18 ГГц и, следовательно, поляризационные характеристики антенны.

При использовании метаматериалов для построения волноводов возникают необычные эффекты. В волноводе, сконструированном из RH-блока (μ_1) и LH-блока (μ_2), появляется новая мода, критическая частота которой при определенном соотношении $|\mu_1/\mu_2|$ равна 0 и увеличивается с увеличением $|\mu_1/\mu_2|$. Такой эффект открывает возможности создания миниатюрного оборуования для работы на более низких частотах.

Композитные метаматериалы используются при построении длинных линий. Геометрия в виде совокупности одномерного массива диэлектрических цилиндрических резонаторов, помещенных в прямоугольный волновод, представляет собой режекторный фильтр. Эквивалентная схема такой модели – набор последовательно соединенных резонансных магнитосвязанных LC-цепей. Прямоугольный волновод обеспечивает отрицательное значение ϵ , а массив диэлектрических резонаторов – отрицательное значение μ . Ширина полосы частот с отрицательной μ определяется параметрами а также значением магнитной связи резонаторов и прямоугольного волновода.

Одним из типов метаматериалов являются магнитные фотонные кристаллы (Magnetic-Photonic Crystals - MPC). Ключевая особенность этих материалов при использовании в составе миниатюрных антенн – поддержка медленных электромагнитных волн. Внутри кристалла скорость электромагнитной волны падает, что является причиной сохранения ее энергии, которая преобразуется в энергию излучения при увеличении амплитуды поля излучения антенны от 10 до 100 раз. В MPC наблюдается минимальное отражение от границы раздела со свободным

пространством. При размещении внутри МРС диполя увеличивается его коэффициент усиления на 15 дБ по сравнению со случаем размещения в стандартном диэлектрике. Такие структуры могут быть использованы для реализации электромагнитной излучения только в одном из двух противоположных направлений [5]. Подобные свойства проявляются из-за комбинирования магнитных и диэлектрических материалов и проявления эффекта Фарадея. При этом характерные размеры МРС за счет большого значения эффективной диэлектрической проницаемости составляют единицы миллиметров, что позволяет использовать их в микрополосковой антенной технике.

Таким образом, метаматериалы являются эффективным инструментом улучшения электрических характеристик печатных антенн.

ЛИТЕРАТУРА

1. R. R. A. Syms, I. R. Young, L. Solymar. Low-loss magneto-inductive waveguides // *Journal of Physics D: Applied Physics*. 2006. No. 39. P. 3945.
2. K. Buell, H. Mosallaei, K. Sarabandi. Metamaterial insulator enabled super directive array // *IEEE TRANSACTIONS ON ANTENNAS AND PROPAGATION*. V. 55, No. 4. P.1074.
3. F.J. Herraiz-Martinez, V. Gonzalez-Posadas, L.E. Garcia-Munoz, D. Segovia-Vargas. Multifrequency and dual-mode patch antennas partially filled with left-handed structures // *IEEE TRANSACTIONS ON ANTENNAS AND PROPAGATION*. 2008. V. 56. No. 8. P. 2527.
4. A. Ourir, S.N. Burokur, A. de Lustrac. Electronically reconfigurable metamaterial for compact directive cavity antennas // *ELECTRONICS LETTERS*. 2007. V. 43, No. 13, P. 698.
5. J.L. Volakis, G. Mumcu, K. Sertel, C.-C. Chen, M. Lee, B. Kramer, D. Psychoudakis, and G. Kiziltas. Antenna miniaturization using magnetic-photonic and degenerate band-edge crystals // *IEEE Antennas and Propagation Magazine*. 2006. V. 48, No. 5. P. 12.