

СЕКЦИЯ 3. РАСПРОСТРАНЕНИЕ И ДИФРАКЦИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН

Распространение предельно коротких импульсов в углеродных нанотрубках в присутствии магнитного поля <i>М.Б. Белоненко, Е.Н. Галкина.....</i>	<i>2</i>
Изменчивость параметра возмущенности ионосферы с регулярным градиентом диэлектрической проницаемости и случайными анизотропными неоднородностями <i>А.Г. Вологдин, Л.И. Приходько.....</i>	<i>6</i>
Формирование полей с неоднородной поляризацией на основе интерференции вихревых пучков <i>В.Г. Волостников, С.П. Котова, Е.Н. Воронцов, Д.П. Нуйкин.....</i>	<i>10</i>
Особенности нефарадеевского поворота вектора поляризации фотонного эха и их применение для построения эхо-дальномера <i>К.Ш. Газизов, Н.С. Вашурин, В.Т. Сидорова, И.И. Попов.....</i>	<i>13</i>
Анализ поляризационных характеристик экстраординарного прохождения света в тонких идеально проводящих пленках <i>С.Э. Григас, А.С. Логгинов.....</i>	<i>19</i>
Методы кластеризации в GPS-интерферометрии <i>В.И. Захаров, П.А. Будников.....</i>	<i>24</i>
Филаментация фемтосекундных лазерных импульсов в прозрачных средах <i>О.Г. Косарева, Н.А. Панов, В.П. Кандидов, В.А. Макаров.....</i>	<i>27</i>
Распространение электромагнитных волн в многослойной металлodieлектрической среде <i>Б.А. Мурмушев, Р.Н. Денисюк.....</i>	<i>28</i>
Дискретные солитоны в биграфене с адсорбированным атомарным водородом <i>А.В. Пак, Н.Н. Яньюшкина, Н.Г. Лебедев, М.Б. Белоненко.....</i>	<i>31</i>

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ПРЕДЕЛЬНО КОРОТКИХ ИМПУЛЬСОВ В УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБКАХ В ПРИСУТСТВИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

М.Б. Белоненко¹, Е.Н. Галкина²

¹Волгоградский институт бизнеса

²Волгоградский государственный медицинский университет

galkina@mail.com

Рассматривается задача о поведении предельно коротких оптических импульсов в системе углеродных нанотрубок в присутствии магнитного поля, приложенного параллельно оси нанотрубок. Электромагнитное поле рассматривается в рамках уравнений Максвелла, а электронная система углеродных нанотрубок квантово-механически в низкотемпературном приближении.

Особенный интерес представляет решение задачи о распространении предельно короткого импульса в случае, когда постоянное магнитное поле параллельно оси углеродной нанотрубки. Как показано в [1] в данном случае одноэлектронный спектр может быть найден точно, что дает возможность проанализировать отличия, связанные с присутствием и отсутствием постоянного магнитного поля.

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:

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

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. Для УНТ типа zig-zag на свойствах, которых мы и остановимся для определенности задачи, закон дисперсии электронов в присутствии магнитного поля параллельного оси нанотрубки есть [1]:

$$\varepsilon_s(k_x, k_z, H) = \pm \gamma \sqrt{1 + 4 \cos\left(\frac{3ak_z}{2}\right) \cos\left(\frac{\sqrt{3}ak_x}{2}\right) + 4 \cos^2\left(\frac{\sqrt{3}ak_x}{2}\right)} \quad (2)$$

где $a=1.4 \text{ \AA}$, k_z – волновой вектор вдоль оси трубки, $k_x = \frac{2\pi}{\sqrt{3}aM_0} \left(s + \frac{\Phi}{\Phi_0} \right)$,

Φ – магнитный поток через поперечное сечение трубки, $\Phi_0 = \frac{\hbar c}{e}$,

$s = 1, 2, \dots, M_0$, нанотрубка имеет тип $(M_0, 0)$.

Уравнение на вектор-потенциал электрического поля:

$$\frac{\partial^2 B}{\partial x'^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 B}{\partial t'^2} + \sin(B) + \sum_{k=2}^{\infty} b_k \sin(kB) = 0$$

$$B = \frac{eaA}{c}; x' = \frac{ea}{c} \sqrt{8\pi\gamma\delta}; t' = t \frac{ea}{c} \sqrt{8\pi n_0 \gamma \delta}; \quad (3)$$

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

n_0 – концентрация равновесных электронов в углеродных нанотрубках.

Вследствие убывания коэффициентов b_k с ростом k , в сумме в уравнении (3) можно ограничиться первыми двумя неисчезающими слагаемыми, и получить широко применяемое в приложениях, но не интегрируемое методом обратной задачи рассеяния, двойное уравнение sin-Gordon [2].

Исследуемые уравнения решались численно при помощи прямой разностной схемы типа крест [3]. Постоянное поле на первом этапе полагалось равным нулю. Шаги по времени и координате определялись из стандартных условий устойчивости. Шаги разностной схемы уменьшались последовательно в два раза, то тех пор пока решение не изменялось в 8-ом значащем знаке. Начальное условие выбиралось в виде хорошо известного кинк-решения для уравнения sin-Gordon:

$$B(x, t) = 4 \operatorname{arctg}(\exp((x - vt) / \gamma))$$

$$\gamma = (1 - v^2)^{1/2} \quad (4)$$

На рис. 1 приведено типичное решение уравнения (3):

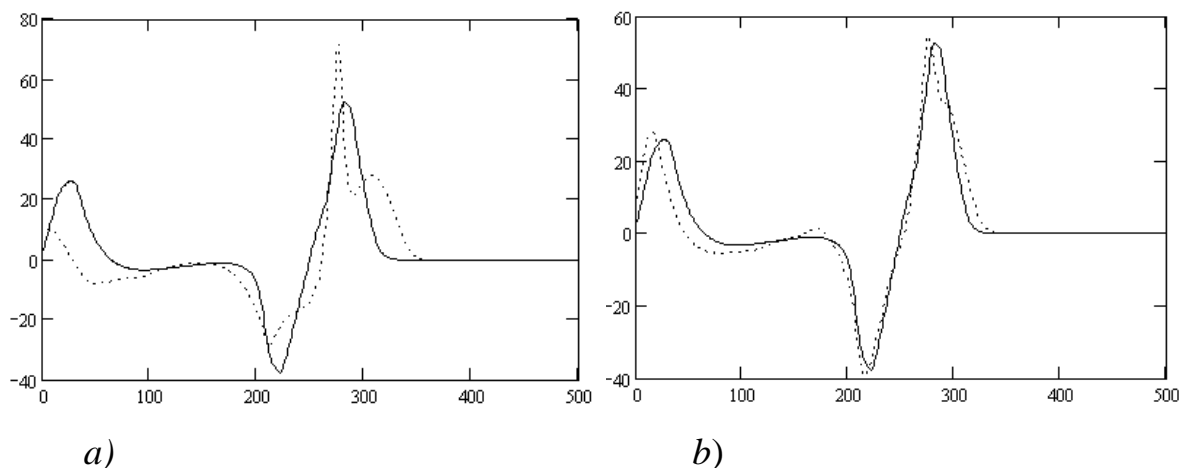


Рис. 1. Зависимость электрического поля, определяемого уравнением (3) от координаты в фиксированный момент времени. По оси x координата (единица соответствует $3 \cdot 10^{-8}$ м), по оси y величина электрического поля (единица соответствует 10^8 В/м). Сплошная кривая – с магнитным полем, пунктирная – без. $v/c = 0,95$

Влияние магнитного поля сводится к изменению формы предельно короткого оптического импульса вследствие изменения закона дисперсии, описываемого соотношением (2). Магнитное поле, приложенное параллельно оси углеродной нанотрубки, изменяет закон дисперсии, что соответственно влияет на характер «развала» предельно короткого импульса и соответственно изменяет его форму. Также отметим, что предельно короткий импульс разделяется на несколько импульсов, и импульсы имеют существенно разную амплитуду. Отметим, что аналогичное поведение наблюдалось при исследовании аналога уравнения \sin -Gordon в других нелинейных системах [4].

Соответствующие результаты для типичных картин столкновений импульсов приведены на рис. 2.

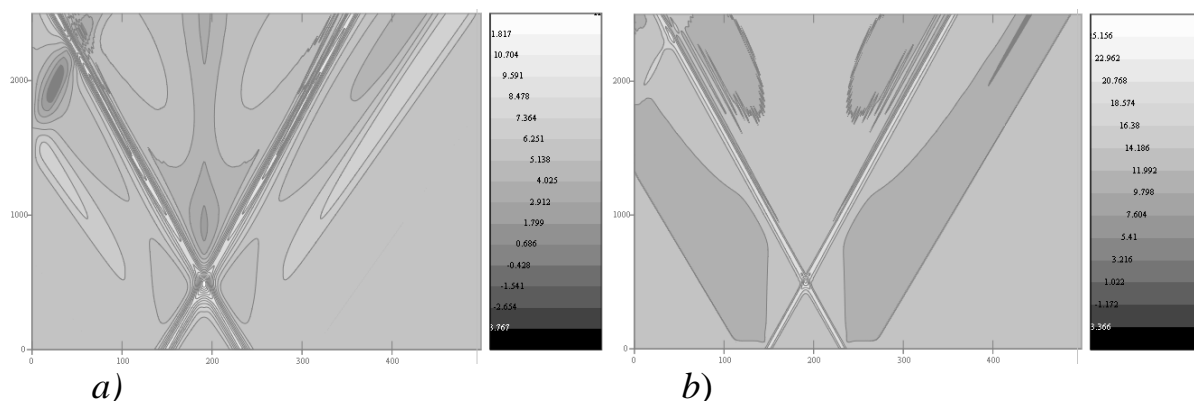


Рис. 2. Картина столкновения двух импульсов в системе углеродных нанотрубок. Яркость соответствует величине электрического поля импульса в относительных единицах. По вертикальной оси время, по горизонтальной – координата. а) $A_1 = A_2 = 4; v_1 = -v_2 = 0.95c$; б) $A_1 = A_2 = 4; v_1 = -v_2 = 0.99c, \Phi/\Phi_0 = 1.57$

С повышением скорости, как следует из (4), уменьшается как величина пространственной локализации уединенного импульса, так и время, за которое один импульс «проходит» через другой. Все это приводит к тому, что эффекты, связанные с нелинейным взаимодействием импульсов не успевают развиться и столкновение происходит «упругим» образом (т.е. без образования за импульсами хвостов).

ЛИТЕРАТУРА

1. А.А. Овчинников, В.В. Отражев // Физика твердого тела, т. 40 N10, стр. 1950-1954, 1998..
2. Солитоны / Под ред. Р. Буллаф, Ф. Кодри. Москва: Мир, 1983. 408 с.
3. Бахвалов Н.С. Численные методы (анализ, алгебра, обыкновенные дифференциальные уравнения). Москва: Наука, 1975.
4. Kitchenside P.W., Caudrey P.J., Bullough R.K. // Phys.Scr. 20, 673, (1979).

ИЗМЕНЧИВОСТЬ ПАРАМЕТРА ВОЗМУЩЕННОСТИ ИОНОСФЕРЫ С РЕГУЛЯРНЫМ ГРАДИЕНТОМ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ И СЛУЧАЙНЫМИ АНИЗОМЕРНЫМИ НЕОДНОРОДНОСТЯМИ

А.Г. Вологдин, Л.И. Приходько

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, кафедра физики атмосферы

E-mail: vologdin@phys.msu.ru, l.prikhodko@mail.ru

Известно, что при регистрации отраженных от ионосферы радиоволн наряду с зеркальной компонентой в точке наблюдения принимается спектр рассеянных волн, вызванных случайными неоднородностями диэлектрической проницаемости. Поэтому ионосферу характеризуют как полупрозрачную среду с параметром возмущенности (или степенью мутности [1]), который определяет отношение энергии среднего поля к энергии случайной составляющей (отношение сигнал-шум):

$$\beta^2 = \langle E \rangle^2 / \sigma_E^2,$$

где $\langle E \rangle$ – среднее поле, σ_E^2 – дисперсия флуктуаций рассеянного поля. Параметр возмущенности β^2 может быть вычислен как из амплитудных, так и из фазовых измерений. При его определении через фазовые характеристики сигнала можно воспользоваться методом геометрической оптики, в первом приближении которого флуктуации фазы распределены по нормальному закону. Учитывая, что в зоне применимости геометрической оптики дисперсия флуктуаций амплитуды (или уровня амплитуды) значительно меньше дисперсии фазы [2], можно при вычислении моментов поля E пренебречь флуктуациями уровня амплитуды и положить $E = E_0 \exp\{ik\varphi_1\}$, где E_0 – невозмущенное поле, то есть поле в среде при отсутствии случайных неоднородностей, φ_1 – эйконал или фазовый путь волны, k – волновое число. Воспользовавшись далее формулой, справедливой для нормальных величин, для среднего поля \bar{E} находим

$$\langle E \rangle = E_0 \langle \exp\{ik\varphi_1\} \rangle = E_0 \exp\{-2^{-1}k^2\sigma_\varphi^2\},$$

где σ_φ^2 – дисперсия флуктуаций эйконала. Используя это соотношение и выражение для поля E можно вычислить функцию корреляции, а следовательно, и дисперсию случайного поля σ_E^2 . Тогда для статистически однородных флуктуаций и при условии фазовой модуляции имеем

$$\beta^2 = \left[\exp\{k^2\sigma_\varphi^2\} - 1 \right]^{-1}.$$

Для выяснения влияния характеристик ионосферного слоя на изменчивость параметра возмущенности выберем модель полностью

отражающего регулярного линейного слоя и однородными в пространстве и стационарными во времени случайными неоднородностями диэлектрической проницаемости $\varepsilon_1(\vec{r})$, когда их дисперсия $\langle \varepsilon_1^2 \rangle = const$. Для такой среды дисперсия флуктуаций эйконала на выходе из слоя, как показано в [3], может быть представлена в виде двукратного интеграла по траектории, записанной параметрически,

$$\sigma_\varphi^2 = z_0 \cos^2 \vartheta_0 \langle \varepsilon_1^2 \rangle \int_{-1}^1 dt_1 \int_{-1}^1 dt_2 R_\varepsilon [x(t_2) - x(t_1), y_2 - y_1, z(t_2) - x(t_1)]$$

здесь ось z – нормаль к ионосферному слою, xoy – горизонтальная плоскость, xoz – плоскость распространения сигнала, z_0 – размер регулярного градиента (толщина слоя при нормальном падении волны, отсчитываемая от плоскости $z=0$), ϑ_0 – угол падения волны на слой (угол между волновой нормалью на входе и осью z), R_ε – коэффициент автокорреляции случайных неоднородностей. Используем далее известную гипотезу об эллипсоидальной структуре ионосферных неоднородностей, средняя форма которых задается коэффициентом корреляции в виде

$$R_\varepsilon(\xi, \eta, \varsigma) = \exp \left\{ -d^{-2} \sum_{i,j=1}^3 a_{i,j} \xi_i \xi_j \right\},$$

где $\xi_1 = \xi = x_2 - x_1$, $\xi_2 = \eta = y_2 - y_1$, $\xi_3 = \varsigma = z_2 - z_1$, $\|a_{i,j}\|$ – симметричная матрица. Для эллипсоида вращения матричные элементы $a_{i,j}$ зависят от трех параметров: отношения осей эллипсоида (большой к малой): $e = d/b$, угла α между вертикалью (осью z) и направлением большой оси ($J=90^\circ - \alpha$ – магнитное склонение), азимута главной оси ψ отсчитываемого от плоскости xoz , в которой лежит радиотрасса (угол ψ есть также азимут радиотрассы, отсчитываемой от плоскости магнитного меридиана). Таким образом, средняя ориентация рассеивающих неоднородностей однозначно связана с геомагнитными координатами α и ψ , которые считаются постоянными всюду в слое.

Принимая во внимание параболическое уравнение траектории луча в линейном слое, записанное в параметрической форме, для разностных переменных в выражении для R_ε можно найти

$$x(t_2) - x(t_1) = x_m (t_2 - t_1), \quad z(t_2) - z(t_1) = z_m (t_2^2 - t_1^2),$$

где величины $z_m = z_0 \cos^2 \vartheta_0$, $x_m = 2z_0 \sin \vartheta_0 \cos \vartheta_0$, представляют собой координаты точки поворота луча.

С учетом вышеизложенного отметим, что параметр возмущенности β^2 изменяется как при изменении регулярного градиента диэлектрической проницаемости (траектории луча в слое), так и статистических

характеристик случайных неоднородностей (их формы и ориентации). В настоящей работе проведен численный анализ параметра возмущенности при различных характеристиках регулярного слоя и рассеивающих неоднородностей. На рисунках приведены зависимости этого параметра от углов α и ϑ_0 . Кривые построены при следующих параметрах ионосферного слоя: толщина слоя $z_0 = 100 \text{ км}$, степень анизотропии неоднородностей $e = 5$, большая ось неоднородностей $d = 8 \text{ км}$, дисперсия флуктуаций диэлектрической проницаемости $\langle \varepsilon_1^2 \rangle = 10^{-6}$. частота распространяющейся волны $f = 5 \text{ МГц}$. На рис.1 кривые 1,2 относятся к случаю $d = 8 \text{ км}$, кривые 3,4 – к случаю $d = 20 \text{ км}$; для сплошных кривых азимут радиотрассы $\psi = 90^\circ$, для пунктирных – $\psi = 0$ (т.е. плоскость распространения совпадает с плоскостью магнитного меридиана); все кривые на этом рисунке построены для угла падения $\vartheta_0 = 20^\circ$. На рисунке 2 представлено изменение параметра возмущенности при варьировании угла падения волны на слой ϑ_0 , когда угол ориентации большой оси неоднородностей относительно вертикали составляет $\alpha = 22^\circ$, а остальные параметры те же, что и на рисунке 1. Монотонное возрастание всех кривых при увеличении угла падения объясняется уменьшением фазовых флуктуаций при наклонном радиозондировании.

Параметр возмущенности β^2 является весьма важной характеристикой ионосферы, в частности, по величине β^2 , как отмечается в монографии [1], можно найти и другую важную характеристику ионосферной неоднородности – флуктуацию электронной плотности.

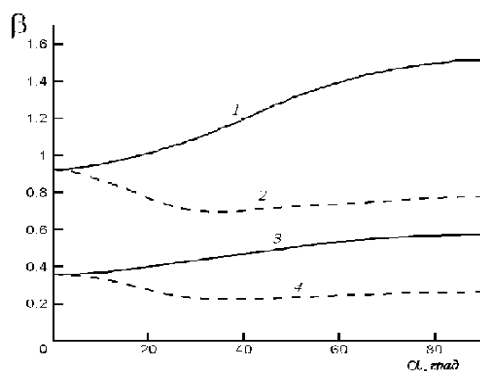


Рис. 1

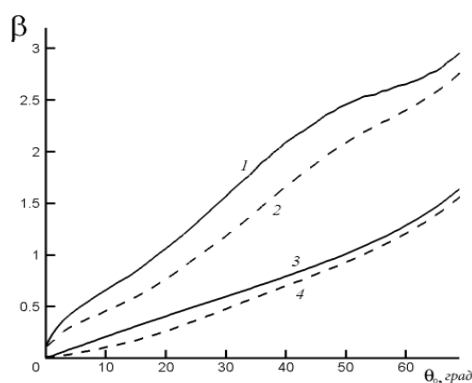


Рис. 2

ЛИТЕРАТУРА

1. Я.Л. Альперт «Распространение электромагнитных волн и ионосфера» М.: Наука, 1972.

2. С.М. Рытов « Введение в статистическую радиофизику. Ч.II. Случайные поля.» М.:1978.

3. А.Г Вологдин, Л.И. Приходько, И.А. Широков. Радиотехника и электроника. 2010. Т. 55. № 8. С. 930.

ФОРМИРОВАНИЕ ПОЛЕЙ С НЕОДНОРОДНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИЕЙ НА ОСНОВЕ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ ВИХРЕВЫХ ПУЧКОВ

В.Г. Волостников, С.П. Котова, Е.Н. Воронцов, Д.П. Нуйкин
Самарский филиал Физического института им. П.Н. Лебедева РАН
vorontsoven@fian.smr.ru

В настоящее время актуальной задачей является развитие способов формирования лазерных пучков с неоднородным состоянием поляризации – векторных лазерных пучков. Свойства, которыми обладают такие поля при фокусировке и их взаимодействии с материалами, могут быть использованы в лазерной манипуляции микрообъектами, микроскопии сверхвысокого разрешения, анализе молекул [1, 2].

Универсальным подходом к формированию векторных пучков является интерференционное сложение вихревых полей с однородной циркулярной поляризацией [3, 4]. В данной работе предлагаются экспериментальные схемы получения полей с неоднородной поляризацией на основе оптических дифракционных элементов и модифицированного интерферометра Маха-Цендера.

Для экспериментального формирования поля с неоднородной поляризацией требуется получить два комплексно сопряженных пучка с комплексными амплитудами вида:

$$E(r, \theta) = E_0(r) \exp(\pm im\theta + i\varphi(r, \theta)) \quad (1)$$

где $\varphi(r, \theta)$ - некоторая фаза. В разработанной нами схеме (рисунок 1), поля вида (1) формируются с помощью вихревых аксиконов, фазовое распределение которых задается следующим образом [5]:

$$\Phi(x, y) = \frac{krr_0}{R_0} \pm m\theta, m=1, 2, 3... \quad (2)$$

где k - волновое число, r - полярный радиус, r_0 - радиус кольца в дальней зоне, m - топологический заряд, R_0 - параметр. В плечи интерферометра были введены вихревые аксиконы с противоположными по знаку топологическими зарядами ($|m|=2$), которые изготавливались на бихромированной желатине методом контактного копирования. Для преобразования линейной поляризации излучения гелий-неонового лазера в правую и левую круговую применялись четвертьволновые пластинки. Анализ структуры поляризации интерференционного поля осуществлялся с помощью поляризатора, установленного после второго делительного кубика.

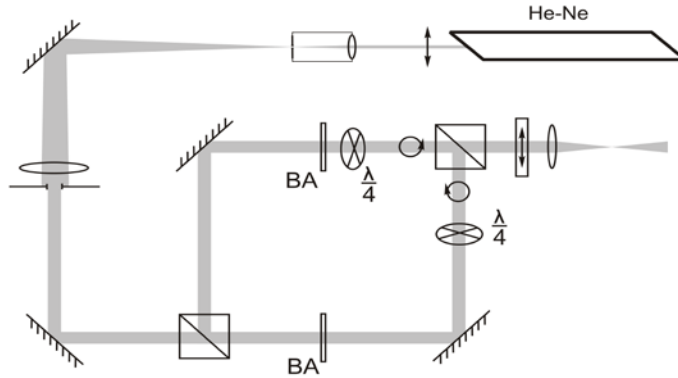


Рис. 1. Экспериментальная схема формирования полей с неоднородной поляризацией на основе вихревых аксиконов (ВА – вихревой аксикон).

Поля, формируемые с помощью вихревых аксиконов, не обладают структурной устойчивостью интенсивности и фазы при переходе из ближней в дальнюю зону дифракции [9, 10]. Поэтому интерференционное поле имеет требуемое распределение поляризации только в определенной пространственной области. Пространственно инвариантное распределение поляризации можно получить, используя структурно устойчивые поля, которыми являются пучки Лагерра-Гаусса:

$$LG_{n,m} = E_0 \left(\frac{r}{w} \right)^m \exp \left(-\frac{r^2}{2w^2} \right) L_n^m \left(-\frac{r^2}{w^2} \right) e^{im\theta} \quad (3)$$

где $L_n^m(\bullet)$ - полиномы Лагерра-Гаусса, w - полуширина пучка.

В работе [7] было показано, что пучки Эрмита-Гаусса $H_{n,m}$ могут быть преобразованы в пучки Лагерра-Гаусса $LG_{n,m}$ путем следующего астигматического преобразования:

$$\iint_{R^2} \exp \left(-i(x\xi + y\eta) + 2i\xi\eta \right) HG_{n,m}(\xi, \eta) d\xi d\eta = \frac{\pi}{\sqrt{2}} (-1)^{n+m} \exp \left(-\frac{ixy}{4} \right) \begin{cases} (2i)^n m! LG_{m,n-m} \left(\frac{x}{2\sqrt{2}}, \frac{y}{2\sqrt{2}} \right), & n \geq m, \\ (2i)^m n! LG_{n,m-n} \left(\frac{y}{2\sqrt{2}}, \frac{x}{2\sqrt{2}} \right), & n \leq m. \end{cases} \quad (4)$$

Экспериментально такое преобразование удастся осуществить с помощью системы последовательно расположенных сферической и цилиндрической линз. С помощью астигматического преобразования оказывается возможным получить комплексно сопряженные пучки Лагерра-Гаусса. Для этого необходимо заменить цилиндрическую линзу, выполняющую астигматическое преобразование пучка Эрмита-Гаусса, на бинарный дифракционный элемент. Фаза такого элемента определяется выражением:

$$\varphi = -\varphi_0 \text{sign} \cos(2xy + \alpha x) \quad (5)$$

Экспериментальная интерференционная схема формирования полей с неоднородной поляризацией на основе дифракционного элемента (5), изображена на рисунке 2. Гелий-неоновый лазер настроен на генерацию исходного пучка Эрмита-Гаусса с линейной поляризацией. Дифракционный элемент преобразует пучок Эрмита-Гаусса в комплексно сопряженную пару пучков Лагерра-Гаусса. Дополнительные цилиндрические линзы CL1 и CL2 позволяют скомпенсировать остаточный астигматизм $\exp(\pm xy/4)$ (см. формулу 5). Таким образом, на выходе из системы формируется два идентичных неоднородно поляризованных пучка.

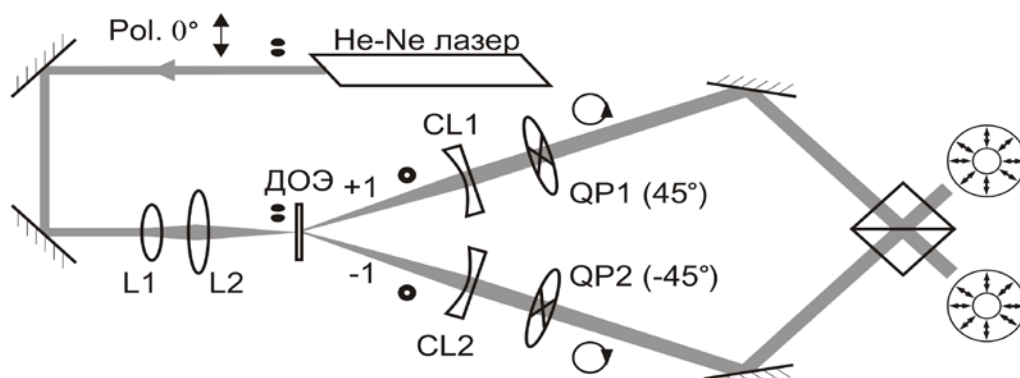


Рис. 2 Схема формирования неоднородно поляризованных пучков на основе дифракционного оптического элемента (5).

Таким образом разработаны две схемы формирования пучков с неоднородной поляризацией. Использование дифракционного оптического элемента (5), позволяет формировать структурно устойчивые поля. Дифракционная эффективность схем составляет 40-60%, что сравнимо или превышает дифракционную эффективность известных аналогов.

ЛИТЕРАТУРА

1. K.I. Willig et al. // Nature. 2006. V. 440, P. 935.
2. Y. Kozawa and S. Sato // Optics Express. 2010. V. 18. No 10. P. 10828.
3. Tidwell, D.H. Ford, W.D. Kimura // Appl. Opt. 1990. V. 29. No 15. P. 2234.
4. S.C. Tidwell, G.H. Kim, W.D. Kimura // Appl. Opt. 1993. V. 32, No. 27. P. 5222.
5. В.Г. Волостников, Е.Г. Абрамочкин, Н.Н. Лосевский *Патент SU 1730606 A1.* // Бюл. № 16 30.04.92. – Государственный комитет по изобретениям и открытиям при ГКНТ СССР.
6. В.В. Котляр и др. // Компьютерная оптика. 2005. № 28. С. 29.

7. E. Abramochkin, V. Volostnikov // Optics Communications. 1991. V. 83. No 1-2. P. 123.

ОСОБЕННОСТИ НЕФАРАДЕЕВСКОГО ПОВОРОТА ВЕКТОРА ПОЛЯРИЗАЦИИ ФОТОННОГО ЭХА И ИХ ПРИМЕНЕНИЕ ДЛЯ ПОСТРОЕНИЯ ЭХО-ДАЛЬНОМЕРА

К.Ш. Газизов, Н.С. Вашурин, В.Т. Сидорова, И.И. Попов
 ГОУ ВПО «Марийский государственный университет»
 popov@marsu.ru

В работе исследуются особенности нефарадеевского поворота вектора поляризации фотонного эха (ФЭ) [1], имеющего место при воздействии на резонансную среду (паров молекулярного йода) продольного однородного магнитного поля [2-5]. Величина этого поворота зависит от величины временного интервала между возбуждающими лазерными импульсами, напряженности магнитного поля и от гиромагнитного отношения уровней резонансного квантового перехода и не зависит от длины пути возбуждающего лазерного излучения в резонансной среде. Особенности зависимости угла поворота вектора поляризации фотонного эха от величины временного интервала, разделяющего возбуждающие импульсы, и от напряженности магнитного поля вытекают из известного в научной литературе [6] выражения:

$$\varphi = \operatorname{arctg} \frac{2 \sin(kH\tau)}{1 + 2 \cos(kH\tau)}, \quad (1)$$

где $\varepsilon = \frac{\varepsilon_a + \varepsilon_b}{2h}$, $\varepsilon_{a,b} = \mu_0 g_{a,b} H$, μ_0 - ядерный магнетон, H – напряженность продольного магнитного поля, $g_{a,b}$ – гиромагнитное отношение основного a и возбужденного b уровней. Из выражения (1) следует, что временной интервал между двумя возбуждающими импульсами зависит от величины угла нефарадеевского поворота вектора поляризации фотонного эха и от величины напряженности магнитного поля согласно выражению (2)

$$\tau_{12} = \frac{(-1)^k \arcsin \left(\operatorname{tg} \varphi \left(4 + 4 \operatorname{tg}^2 \varphi \right)^{\frac{1}{2}} \right) + \pi k + \varphi}{2\varepsilon}, \quad (2)$$

То есть, при фиксированных значениях напряженности магнитного поля путем регистрации угла нефарадеевского поворота вектора поляризации фотонного эха можно определять временной интервал между возбуждающими оптическими импульсами. В этом случае оптический эхо-

процессор выполняет функции измерительного оптического процессора, преобразующего временной интервал между лазерными импульсами в нефарадеевский поворот вектора поляризации фотонного эха. Точность регистрации временных интервалов определяется разрешающей способностью современных поляриметров. При разрешении поляриметра порядка 6 минут можно регистрировать до 900 дискретных значений временного интервала. При этом возможна регистрация временных интервалов от фемтосекунд до микросекунд. Применение такого регистратора временных интервалов в работе время-импульсных дальномеров позволяет получить новый принцип работы оптического дальномера. В этом дальномере можно совместить быстроедействие время-импульсного и точность фазового дальномеров.

Данные исследования проводились с целью разработки принципа построения оптического эхо-дальномера (ОЭД). Разработана экспериментальная установка для наблюдения нефарадеевского поворота вектора поляризации ФЭ и получены экспериментальные зависимости угла этого поворота от величины временного интервала между возбуждающими импульсами. Разработан метод регистрации временного интервала между возбуждающими импульсами на основе ФЭ. Выработаны рекомендации по использованию этого метода для измерения расстояния между двумя объектами инженерных сооружений.

Нефарадеевский поворот вектора поляризации ФЭ может быть применен для оптической обработки информации при построении высокоточных импульсных лазерных дальномеров. В этом случае первый возбуждающий импульс является опорным, второй – зондирующим. Путь, пройденный зондирующим импульсом и равный двойному измеряемому расстоянию, определяет величину временного интервала между возбуждающими импульсами τ_{12} . При фиксированной напряженности магнитного поля угол нефарадеевского поворота является функцией интервала τ_{12} и, соответственно, измеряемого расстояния. Оптический эхо-дальномер на основе эффекта нефарадеевского поворота вектора поляризации ФЭ, обладая большим быстрыедействием, соизмеримым с возможностями импульсных дальномеров [7-9], имеет высокую точность измерения расстояний, не уступающую существующим фазовым дальномерам [10, 11], обладающим очень низким быстрыедействием. Разработке такого ОЭД посвящена данная работа.

Предлагаемый способ измерения расстояний на основе нефарадеевского поворота вектора поляризации ФЭ поясняется рис.1, на котором изображена схема измерения дистанции между объектами 1 и 2. Имеется источник последовательности, разнесённых во времени, лазерных импульсов 1 с задаваемыми интенсивностями и временными параметрами (длительностями опорного и зондирующего импульсов и временного

интервала между ними), поляризационная призма Глана 2, призма Корню 18, уголкового отражателя 7 на опоре, устанавливаемой на объекте 2, поворотное зеркало 17, кювета с резонансной средой 15, установленная внутри соленоида 4, диафрагмы 9, 19, 20, юстировочный механизм поворота корпуса ОЭД 21 относительно опоры, устанавливаемой на объекте 1, выходная поляризационная призма Глана 8, служащая для разложения эхо-сигнала на две компоненты с ортогонально ориентированными направлениями векторов линейной поляризации, первый и второй каналы регистрации составляющих компонент эхо-сигнала, состоящих из фоторегистраторов 10, 11 и преобразователей 12, 13, процессора 14.

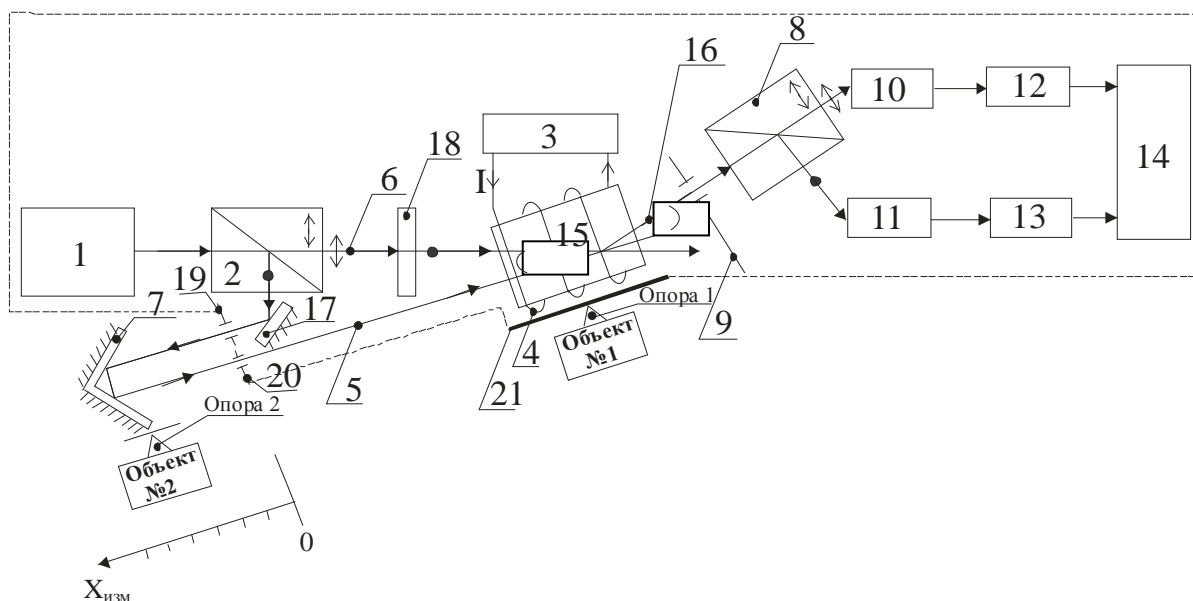


Рис.1. Принципиальная схема оптического эхо-дальномера

Измерение расстояния производится следующим образом. Источник лазерных импульсов 1 вырабатывает импульс света, который поступает на поляризационную призму Глана 2, при этом часть излучения (опорный лазерный импульс 6) с вертикальным направлением вектора поляризации проходит в прямом направлении через кювету 15 с резонансной средой, находящуюся в продольном магнитном поле соленоида 4, создаваемом током от программноуправляемого источника тока 3, а другая часть (зондирующий лазерный импульс 5), поступает на поворотное зеркало 17, и, отразившись от него, выходит через диафрагму 19 на измеряемую дистанцию, отражается от уголкового отражателя 7 и, пройдя измеряемую дистанцию в обратном направлении, через диафрагму 20 поступает в кювету 15 под углом α к направлению распространения в кювете опорного импульса. Диафрагмы 19 и 20 обеспечивают попадание зондирующего импульса в центры рабочих плоскостей уголкового отражателя 17 и

совпадения центра пришедшего с дистанции зондирующего импульса с центром диафрагмы 20, что достигается поворотом корпуса ОЭД относительно опоры с помощью юстировочного механизма, устанавливаемого на объекте 1. Под воздействием опорного и зондирующего импульсов в резонансной среде формируется сигнал ФЭ, распространяющийся под углом α к направлению распространения зондирующего импульса и под углом β к направлению распространения опорного импульса. При этом сигнал ФЭ под воздействием продольного однородного магнитного поля испытывает поворот вектора поляризации на угол φ и после прохождения диафрагмы 9, которая не пропускает возбуждающие импульсы, проходя выходную поляризационную призму Глана 8, разлагается на две составляющие с ортогонально ориентированными направлениями векторов линейной поляризации (вертикальным и горизонтальным направлениями векторов линейной поляризации). Каждая из компонент эхо-сигнала регистрируется фоторегистраторами 10 и 11, сигналы с которых поступают на соответствующие преобразователи информации 12 и 13, а затем подаются на два входа процессора 14. В процессоре по соотношению цифровых кодов, соответствующих интенсивностям компонент эхо-сигнала, определяется угол

$$\varphi = \arcsin \frac{I_{\varphi(x)} e^{-\alpha} k}{I_{\varphi} e^{-\alpha}}, \quad (3)$$

где $I_{\varphi(x)}$ - составляющая эхо-сигнала с горизонтальным направлением вектора поляризации, k – поправочный коэффициент, показывающий во сколько раз отличаются показания измеряемой величины в первом канале по отношению к показаниям во втором канале

$$k = \frac{k_{\PhiЭУ1}}{k_{\PhiЭУ2}}, \quad (4)$$

где $k_{\PhiЭУ1}$ – коэффициент усиления фоторегистратора 10 (фотоэлектронного умножителя) в первом канале, $k_{\PhiЭУ2}$ – коэффициент усиления фоторегистратора 11 (фотоэлектронного умножителя) во втором канале. Зависимость интенсивности сигнала ФЭ от угла α между возбуждающими импульсами не влияет на величину φ , т.к. коэффициент экспоненциального затухания ФЭ с ростом угла α одинаково влияет на величины находящиеся в числителе и знаменателе формулы (3).

Далее временной интервал τ_{12} с учетом показателя преломления света n в среде распространения зондирующего импульса, определяемого путем измерения температуры, влажности и давления на измеряемой дистанции,

пересчитывается в величину проходимого им расстояния за вычетом расстояния между призмой Глана 2 и точкой формирования ФЭ:

$$S = \frac{nc\tau_{12}}{2}, \quad (5)$$

где c – скорость света.

Величина измеряемой дистанции будет равна разности всего пути, проходимого зондирующим импульсом, и пути, проходимого им внутри ОЭД (ΔS):

$$S_{\text{дист}} = S - \Delta S, \quad (6)$$

где ΔS – инструментальная поправка ОЭД.

На инструментальную поправку ΔS ОЭД влияют 3 фактора: разность длины пути, проходимого опорным импульсом от призмы Глана 2 до резонансной среды, и длины пути, проходимого зондирующим импульсом от входа ОЭД (от диафрагмы 20) до резонансной среды; длина пути зондирующего импульса на участке между призмой Глана 2 и диафрагмой 19; расстояние между центрами рабочих поверхностей углового отражателя. При этом нулевая метка ОЭД находится на плоскости расположения диафрагм 19 и 20. Инструментальная поправка определяется экспериментальным путём во время метрологической проверки ОЭД. При измерении больших дистанций может использоваться несколько циклов вращения вектора поляризации ФЭ или подавать опорный оптический импульс на резонансную среду с задержкой на фиксированный интервал времени. Количество циклов и значение, соответствующее неполному циклу, определяется аналогично методу, примененному в работе [6]. Только изменяться будет не N при фиксированных значениях τ_{12} , а наоборот τ_{12} .

В работе сообщается о зависимостях между величиной угла поворота вектора поляризации фотонного эха, формируемого в газе под воздействием продольного однородного магнитного поля, и временным интервалом между возбуждающими импульсами при различных фиксированных значениях напряженности магнитного поля. Показан принцип получения информации об измеряемой дистанции на основе этого эффекта, основанный на представлении временного интервала между опорным и зондирующим импульсами дальномера в виде интервала между импульсами, возбуждающими эхо-сигнал. Предложено оригинальное техническое решение дальномера, в котором время прохождения зондирующим лазерным импульсом измеряемой дистанции в обоих направлениях преобразуется в угол поворота вектора поляризации фотонного эха. Этот угол с высокой точностью регистрируется и затем

пересчитывается в электронном процессоре в величину измеряемого расстояния.

ЛИТЕРАТУРА

1. И.И. Попов, И.С. Бикбов, И.В. Евсеев, В.В. Самарцев // Журнал прикл. спектроскопии. Т. 52. №5. 1990.
2. А.И. Алексеев, И.В. Евсеев // Письма в ЖЭТФ. 57. № 11. 1969.
3. T. Baer, T.D. Abella // Phys. Rev.16. 5. 1977.
4. I.S. Bikbov, I.I. Popov, V.V. Samartsev, I.V. Yevseyev // Laser phys. 1995. V.5. No.3. P.580.
5. А.М. Гладышев Дистанционное измерение постоянного тока на основе поляризационных свойств фотонного эха, автореферат дис. канд. тех. наук. Казань, 2004 .
6. V.N. Ishchenko, S.A. Kochubei, N.N. Rubtsova, I.V. Yevseyev // Laser phys. 12. №8. 2002.
7. В.А. Волохатюк, В.М. Кочетков, Р.Р. Красовский “Вопросы оптической локации” М.: Сов.радио, 1971.
8. Ф.В. Росомахо, А.А. Беднягин, Ф.Э. Эмдин Способ измерения расстояния, А.С.649949 СССР. Бюл.изобрет. №8, 1979.
9. М.С. Малашин, Р.П. Каминский, Ю.Б. Борисов “Основы проектирования лазерных локационных систем” М.: Высшая школа, 1983.
10. И.И. Попов, С.Б. Чемоданов, В.П. Шатохин III Всесоюзная научно-техническая конференция “Метрология в дальнометрии”, Тез. докл., Харьков, 1988.
11. В.П. Шатохин, Е.А. Хесед, И.В. Лаврентьев // Сб. тр. РТИ АН СССР, М., 1984.

АНАЛИЗ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ЭКСТРАОРДИНАРНОГО ПРОХОЖДЕНИЯ СВЕТА В ТОНКИХ ИДЕАЛЬНО ПРОВОДЯЩИХ ПЛЕНКАХ

С.Э. Григас, А.С. Логгинов

*Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Физический
факультет*

moonlight_14@mail.ru, aslogginov@phys.msu.ru

В последние годы большое внимание уделяется изучению взаимодействия света с перфорированными металлическими пленками. Особый интерес представляет случай, когда длина волны излучения существенно превышает диаметр отверстий. Так в 1998 году был экспериментально обнаружен эффект экстраординарного прохождения света через периодически перфорированную серебряную пленку [1]. Название эффекта связано с тем, что коэффициент пропускания пленки в десятки раз превышает величину пропускания одиночной субволновой апертуры, рассчитанную в рамках теории дифракции Бете [2].

В настоящий момент существует несколько подходов к объяснению эффекта экстраординарного прохождения света. В рамках одного из них аномально высокие значения коэффициента прохождения связывают с резонансным возбуждением на поверхности металлической пленки поверхностных электромагнитных волн (поверхностных плазмон-поляритонов) [3]. Вместе с тем экстраординарное прохождение света наблюдается также в материалах, не поддерживающих распространение плазмон-поляритонов, например, в алюминиевых пленках в миллиметровом диапазоне, в котором металл близок по своим свойствам к идеальному проводнику [4]. Результаты численного моделирования свидетельствуют о наличии эффекта аномального пропускания в вольфрамовых пленках в видимом диапазоне, в котором вольфрам является диэлектриком [5], а также в идеально проводящих пленках [6]. Экстраординарное прохождение света в таких структурах может быть объяснено в рамках динамической теории дифракции [6, 7].

Несмотря на большой интерес, проявляемый исследователями к эффекту экстраординарного прохождения света с момента его открытия, сравнительно небольшое количество работ посвящено изучению поляризационных характеристик данного явления. К настоящему времени установлено, что аномально высокий коэффициент пропускания зависит от поляризации падающего излучения для металлических пленок с отверстиями эллиптической [8], прямоугольной [9] и спиралевидной [10] формы.

В работе [11] сообщается о наблюдении поляризационной зависимости коэффициента пропускания серебряной пленки с круглыми

отверстиями, расположенными в узлах прямоугольной решетки. Отношение интенсивностей излучения с взаимно ортогональными направлениями поляризации достигало величины 28 дБ. Данный эффект был использован авторами работы для создания лазера с вертикальным резонатором, имеющим линейную поляризацию выходного излучения. Поляризационная зависимость коэффициента пропускания прямоугольной решетки круглых отверстий экспериментально наблюдалась также и в работе [12], что было использовано для разработки сенсора на основе плазмон-поляритонного резонанса.

В обеих работах наблюдаемая поляризационная чувствительность объясняется возбуждением поверхностных плазмон-поляритонов при выполнении условия:

$$\mathbf{k}_{SP} = \mathbf{k}_i \pm i\mathbf{G}_x \pm i\mathbf{G}_y, \quad (1)$$

где \mathbf{k}_{SP} - волновой вектор поверхностного плазмон-поляритона, \mathbf{k}_i - проекция волнового вектора падающей волны на плоскость пленки, \mathbf{G}_x и \mathbf{G}_y - вектора обратной решетки. Поверхностные плазмон-поляритоны распространяются в направлении, задаваемом вектором электрической напряженности поля падающей волны. Следовательно, в тех случаях, когда падающее излучение линейно поляризовано в различных направлениях, эффективный период решетки для возбуждаемых плазмон-поляритонов будет различным. Параметры структуры были подобраны таким образом, чтобы при заданной поляризации падающего излучения для выбранной длины волны условие резонанса (1) выполнялось, а для излучения с ортогональным направлением поляризации - нет, что приводит к зависимости коэффициента пропускания от поляризации падающего излучения.

Целью настоящей работы является проведение теоретического исследования поляризационных характеристик экстраординарного прохождения света в тонких пленках с субволновыми отверстиями круглой формы, расположенными в узлах прямоугольной решетки (см. рис. 1) и сопоставление результатов с экспериментальными данными [11,12]. Исследование проводилось с использованием динамической теории дифракции излучения на периодических субволновых структурах, изложенной в работах [6,13]. Рассматривалось рассеяние плоской монохроматической волны на двумерном массиве периодически расположенных идеально проводящих частиц. Под действием электрического поля падающей волны частицы поляризуются и сами становятся источниками электромагнитного излучения. Каждая частица при этом находится в самосогласованном поле, включающем в себя внешнее поле падающей волны и суммарное поле, переизлученное всеми

остальными частицами. Можно показать, что коэффициент отражения такой структуры в дальней зоне при нормальном падении и горизонтальной поляризации падающего излучения определяется выражением:

$$r = \frac{2\pi k / S}{1/\alpha_E - G_{xx}(0)}, \quad (2)$$

где k - волновой вектор падающей волны, S - площадь единичной ячейки, α_E - электрическая поляризуемость частицы, $G_{xx}(0)$ - т.н. решеточная сумма, вычисляемая по всем узлам решетки. Переход от рассчитанного для дальней зоны спектра отражения такой структуры к спектру пропускания перфорированного экрана осуществляется с помощью принципа Бабинне.

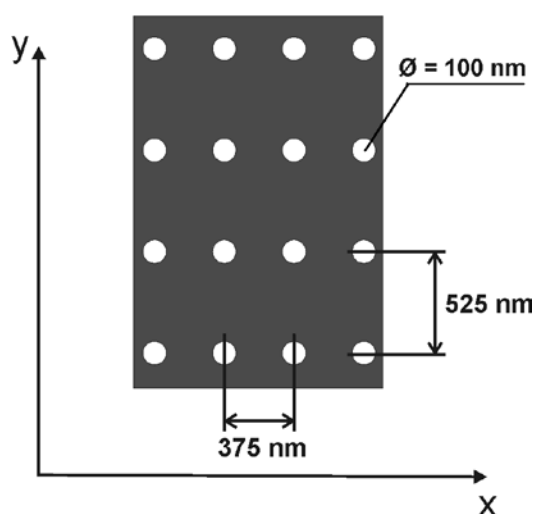


Рис. 1. Схематическое изображение исследуемой структуры.

Следует отметить, что знаменатель в выражении (2) отделяет свойства отдельной частицы (α_E) от свойств решетки (G_{xx}). Экстраординарное прохождение света имеет место в том случае, когда решеточная сумма $G_{xx}(0)$ достигает значения, сравнимого с величиной обратной поляризуемости частицы $1/\alpha_E$. Можно показать, что это условие выполняется при длинах волн падающего излучения близких к периоду решетки. По оси x решетка имеет период 375 нм, по оси y – 525 нм. При горизонтальной поляризации излучения (вектор напряженности электрического поля падающей волны \mathbf{E} направлен вдоль оси x) резонансное пропускание света происходит на длине волны 407 нм, близкой к периоду решетки по оси x , а при вертикальной поляризации – на длине волны 540 нм, близкой к периоду решетки по оси y , что изображено на рис. 2.

Таким образом, с использованием динамической теории дифракции излучения на периодических субволновых структурах была обнаружена

зависимость аномально высокого коэффициента пропускания тонкой перфорированной пленки с круглыми отверстиями, расположенными в узлах прямоугольной решетки, от поляризации падающего излучения. Полученные результаты качественно согласуются с экспериментальными данными, представленными в работах [11,12] для пленок из реальных металлов, обладающих конечной проводимостью. В обеих работах наблюдаемая поляризационная зависимость объясняется возбуждением поверхностных плазмон-поляритонов на границе пленки с окружающим пространством. Следует отметить, что рассматриваемая в настоящей работе пленка представляет собой идеальный проводник, принципиально не поддерживающий распространение плазмон-поляритонов.

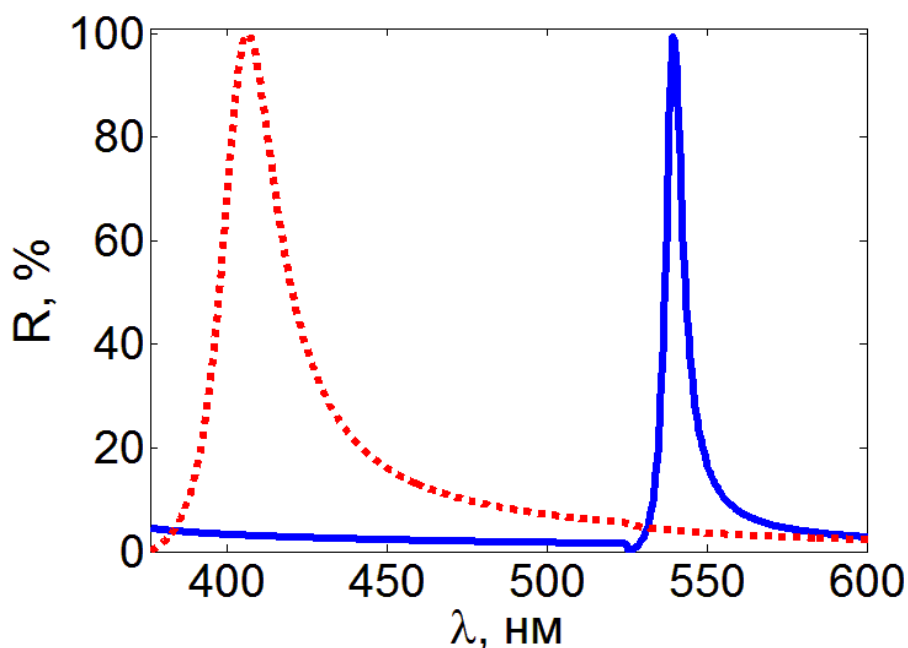


Рис. 2. Спектр пропускания (по интенсивности) исследуемой структуры: сплошная кривая - вертикальная поляризация, пунктир - горизонтальная поляризация.

ЛИТЕРАТУРА

- 1 T.W. Ebbesen et al. // *Nature (London)*. 1998. V. 391. P. 667.
- 2 H.A. Bethe // *Phys. Rev.* 1944. V. 66. P. 163.
- 3 H.F. Ghaemi et al. // *Phys. Rev. B*. 1998. V. 58. P. 6779.
- 4 M. Beruete et al. // *Opt. Lett.* 2004. V. 29. P. 2500.
- 5 M. Sarrazin and J.-P. Vigneron // *Phys. Rev. E*. 2003. V. 68. 016603
- 6 F.J. Garcia de Abajo et al. // *Phys. Rev. E*. 2005. V. 72. 016608.
- 7 M.M.J. Treacy // *Phys. Rev. B*. 2002. V. 66. 195105.
- 8 R. Gordon et al. // *Phys. Rev. Lett.* 2004 V. 92. 037401.
- 9 J.R. DiMaio and J. Ballato // *Optics Express*. 2006. V. 14. P. 2380.
- 10 L.D. Tzuang et al. // *Metamaterials*. 21-26 September 2008. Pamplona. P. 771.

- 11 T. Onishi et al. // IEEE J. of Q. Electron. 2007. V. 43 P. 1123.
- 12 F. Eftekhari et al. // Appl. Phys. Lett. 2008. V. 92. 253103.
- 13 F.J. Garcia de Abajo et al // Rev. Mod. Phys. 2007. V. 79. P. 1267.

МЕТОДЫ КЛАСТЕРИЗАЦИИ В GPS-ИНТЕРФЕРОМЕТРИИ

В.И. Захаров¹, П.А. Будников²

Физический факультет МГУ им. М.В.Ломоносова¹

Институт прикладной геофизики им. акад. Е. К. Федорова²

pavel9860@gmail.com

Прохождение радиоволн через верхнюю атмосферу во многом зависит от явлений происходящих в верхних слоях атмосфере и характеризуется высокой степенью изменчивости и уровнем шума [1,2]. Таким образом, важной задачей является обнаружение неоднородностей на фоне смеси различных возмущений и классификация получаемых сведений о параметрах ионосферных структур, таких как амплитуда, период, групповая скорость перемещения, угловые характеристики волнового вектора и т.п. в различных гео- и гелиофизических условиях, что требуется для увеличения достоверности оценки параметров изучаемых ионосферных неоднородностей.[3] Далее рассмотрены некоторые аспекты применения кластерного анализа для идентификации и определения параметров структур со сходными признаками, выделенные методом GPS- интерферометрии.

Изучение ионосферы методом GPS- интерферометрии основано на использовании комбинации регистрируемых фаз на рабочих частотах L1 и L2, подробнее – см. [5,6]. В пакете программного обеспечения CRASS GPS, созданном на кафедре физики атмосферы Физического факультета МГУ, реализована стандартная процедура обработки массива данных в заданном регионе. После выделения волновой структуры, для ее идентификации обычно используются статистические процедуры [5-8], но в данной работе мы также используем кластерный анализ, применяемый в современной геофизике для структуризации данных по определенным параметрам.

Кластер-анализ - это способ группировки наборов многомерных объектов, основанный на представлении результатов отдельных наблюдений точками некоторого геометрического пространства с целью выделения в исходных данных однородных подмножеств, объекты внутри которых похожи, в известном смысле, друг на друга. Из этого сами кластеры можно трактовать как непрерывные области некоторого пространства с относительно высокой плотностью точек, отделенные от других таких же областей областями с относительно низкой плотностью точек. [9,10] Несмотря на то, что большинство методов кластерного анализа являются эвристическими, основанными лишь на опыте использования, и не имеющего строгого математического обоснования, считаем их применение обоснованным и целесообразным. В ходе работы произведено

исследование 4 алгоритмов кластеризации: средней связи, одиночной связи, модифицированный метод средних плотностей и модифицированный метод k -means [11]. Каждый алгоритм основан на классификации объектов по определенному параметру анализируемых ионосферных структур, таких как: скорость, направление распространения, минимальная дисперсия объектов в кластере. Для тестирования указанных алгоритмов созданы тестовые данные, моделирующие результаты, получаемые при обработке методом GPS-интерферометрии, и содержащих в себе модели различных структур, а так же аддитивный некоррелированный шум. В результате тестирования алгоритмов на квазиреальных данных получено, что лучшие результаты при выделении кластеров по координатам в случае компактных множеств показали методы k -means и средней связи, а при вытянутых и рассеянных структурах метод одиночной связи. Для обработки реальных данных был выбран метод k -means как наиболее быстрый и автоматизированный. Данный метод впоследствии реализован в пакете исследовательских прикладных программ CRASS_GPS.

В результате обработки реальных данных показано, что значения параметров ионосферных неоднородностей имеют меньшие погрешности после проведения кластеризации, нежели оценки, полученные только на основе статистических методов. Кроме того, применение алгоритмов кластеризации, в отличие от методов статистики, позволяет изучать пространственно-временное распределение неоднородностей, причем именно по тем параметрам, которые являются наиболее значимыми для физической интерпретации. Таким образом преимущества кластерного анализа заключается в возможности полноценно использовать малые выборки данных, а так же данные с повышенным уровнем аддитивного шума, соответствующие геомагнитно - возмущенным дням. При проведении статистической обработки такие данные могут давать значительные погрешности. Вместе с тем, использование методов кластеризации в случае сильного шума позволяет осуществить эффективную фильтрацию входных данных и тем самым уменьшить дисперсии получаемых оценок параметров неоднородных структур.

ЛИТЕРАТУРА

1. Рэдклиф Дж. Введение в физику ионосферы и магнитосферы. М., 1975.
2. Гершман Б.Н., Ерухимов А.М., Яшин Ю.Я. Волновые явления в ионосфере и космической плазме. М., 1984.
3. Куницын В.Е., Терещенко Е.Д., Андреева Е.С. Радиотомография ионосферы. М., 2007.

5. Mercier C. // J. Atmos. Terr. Phys. 1986.
6. Афраймович Э.Л., Первалова Н.П. GPS- мониторинг верхней атмосферы Земли. Иркутск, 2006.
7. Захаров В.И., Зиенко А.С. // Вестник Моск. ун-та. Сер. 3. Физ., Астрон. 2007. № 2. С.47.
8. Захаров В.И., Зиенко А.С., Куницын В.Е // Эл.магн. волны и электронные системы. 2008. № 8. С. 51-57.
9. Ким Дж.-О., Мюллер Ч.У., Клекка У.Р., и др. Факторный, дискриминантный и кластерный анализ: Пер. с англ. Под ред. Енюкова И.С. М., 1989.
10. Гитис Л.Х. Статистическая классификация и кластерный анализ. М.: МГГУ, 2003.
11. Arthur D., Vassilvitskii S. // Proceedings of the eighteenth annual ACM-SIAM symposium on Discrete algorithms. New Orleans, Louisiana. 2007. P.1027

ФИЛАМЕНТАЦИЯ ФЕМТОСЕКУНДНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ В ПРОЗРАЧНЫХ СРЕДАХ

О.Г. Косарева, Н.А. Панов, В.П. Кандидов, В.А. Макаров

Международный учебно-научный лазерный центр и физический факультет МГУ им.

М.В. Ломоносова, Москва, Россия

e-mail: kosareva@physics.msu.ru

Фемтосекундные лазерные филаменты являются результатом пространственно-временной локализации излучения в объемной среде, в том числе в газах атмосферной плотности, воде и стекле. Такая локализация является динамической, поэтому длина филамента может достигать нескольких сотен метров в воздухе или нескольких миллиметров в конденсированной среде. Протяженные каналы высокой интенсивности представляют интерес для ряда приложений таких как генерация плазменных каналов, доставка широкополосного излучения на заданное расстояние, генерация перестраиваемых по частоте сжатых импульсов, вращение поляризации пробного импульса, генерация терагерцового излучения. Кроме того, фемтосекундные филаменты являются уникальным инструментом для записи волноводов в плавленном кварце. В докладе обсуждаются физические механизмы образования филаментов и сопутствующих нелинейных явлений, а также методы и подходы адекватного описания экспериментальных результатов с помощью численного моделирования.

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН В МНОГОСЛОЙНОЙ МЕТАЛЛОДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ СРЕДЕ

Б.А. Мурмужев, Р.Н. Денисюк

Институт Радиотехники и Электроники имени В. А. Котельникова РАН.
ro-d@yandex.ru

Рассчитываются дисперсионные характеристики (ДХ) магнитных $H_{m,n}$ и электрических $E_{m,n}$ - волн ($m = 1,3,5 \dots, n = 2,4,6 \dots$), распространяющихся в экранированной многослойной диэлектрической среде с центральным $(\varepsilon_2, 2b_2)$ и двумя боковыми (ε_2, b_2) основными слоями, разделёнными друг от друга двумя промежуточными слоями (ε_1, b_1) . Основные и промежуточные слои имеют различные толщины $(2b_2, b_2, b_1)$ и диэлектрические проницаемости $(\varepsilon_2 > \varepsilon_1)$. Рассматривается плоская многослойная среда неограниченной ширины вдоль оси x ($\partial/\partial x$). Толщина слоёв вдоль оси y , направленной перпендикулярно слоям и металлическим экранам, сравнимы длиной с $H_{m,n}$ и $E_{m,n}$ - волн с компонентами полей E_x^h, H_y^h, H_z^h и E_y^e, E_z^e, H_x^e соответственно.

Дисперсионная задача для $H_{m,n}$ и $E_{m,n}$ - волн достаточно просто решается [1] в аналитическом виде при выполнении граничных условий непрерывности тангенциальных компонент электрических E_x^h, E_z^e и магнитных H_z^h, H_x^e полей на границах раздела основных и промежуточных слоёв, а также условий $E_x^h = 0$ и $E_z^e = 0$ на поверхностях идеально проводящих металлических экранов. Из условия равенства нулю определителя, составленного из коэффициентов при амплитудах независимых систем линейных алгебраических уравнений следуют дисперсионные уравнения:

$$2M_h \operatorname{tg} F_m^h + (1 + M_h^2) \operatorname{th}(tM_h F_m^h) - [(1 - M_h^2) \operatorname{th}^2(tM_h F_m^h) + 4M_h^2]^{1/2} = 0, \quad (1)$$

$$2M_h \operatorname{tg} F_{n_s}^h + (1 - M_h^2) \operatorname{th}(tM_h F_{n_s}^h) + [(1 - M_h^2)^2 \operatorname{th}^2(tM_h F_{n_s}^h) + 4M_h^2]^{1/2} = 0, \quad (2)$$

$$M_h \operatorname{th}(tM_h F_{n_p}^h) \operatorname{tg} F_{n_p}^h + 1 - [1 - \operatorname{th}^2(tM_h F_{n_p}^h)]^{1/2} = 0, \quad (3)$$

$$2\varepsilon_{21} M_e \operatorname{tg} F_{m_s}^e - (\varepsilon_{21}^2 M_e^2 - 1) \operatorname{th}(tM_e F_{m_s}^e) - [(\varepsilon_{21}^2 M_e^2 - 1)^2 \operatorname{th}^2(tM_e F_{m_s}^e) + 4\varepsilon_{21}^2 M_e]^{1/2} = 0, \quad (4)$$

$$\operatorname{th}(tM_e F_{m_p}^e) \operatorname{tg} F_{m_p}^e - \varepsilon_{21} M_e - \varepsilon_{21} M_e [1 - \operatorname{th}^2(tM_e F_{m_p}^e)]^{1/2} = 0, \quad (5)$$

$$2\varepsilon_{21} M_e \operatorname{tg} F_n^e - (\varepsilon_{21}^2 M_e^2 - 1) \operatorname{th}(tM_e F_n^e) + [(\varepsilon_{21}^2 M_e^2 - 1)^2 \operatorname{th}^2(tM_e F_n^e) + 4\varepsilon_{21}^2 M_e^2]^{1/2} = 0, \quad (6)$$

где $F_{m,n}^{h,e} = A_{m,n}^{h,e} / \sqrt{1 + M_{h,e}^2}$, $A_{m,n}^{h,e} = (\omega b_2 / c)_{m,n}^{h,e} \sqrt{\varepsilon_2 - \varepsilon_1}$ – приведённая частота, $M_{h,e} = K_{y_1}^{h,e} / K_{y_2}^{h,e}$, $K_{y_{1,2}}^{h,e}$ – поперечные волновые числа $H_{m,n}$ и $E_{m,n}$ – волн в основных и промежуточных слоях, ω – круговая частота, c – скорость света, $\varepsilon_{21} = \varepsilon_2 / \varepsilon_1$, $t = b_1 / b_2$.

Индексы s и p в уравнениях (2) – (5) относятся к синфазным и противофазным $H^{s,p}$ и $E^{s,p}$ – волнам, имеющим различные направления поляризации полей E_x^h и E_z^e в основных слоях.

В результате взаимодействия синфазных H_n^s , E_m^s и противофазных H_n^p , E_m^p – волн возникают «биения» волн [2], приводящие к перекачке энергии из центрального основного слоя в боковые основные слои и обратно.

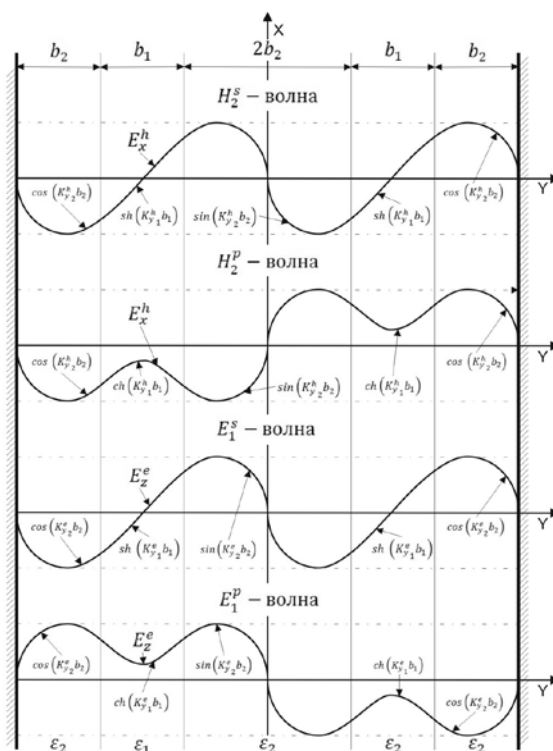


Рис. 1

Поперечное распределение амплитуд полей E_x^h и E_z^e синфазных H_2^s и E_1^s , а также противофазных H_2^p и E_1^p – волн показано на рис. 1. Видно, что противофазная H_2^p – волна отличается от синфазной H_2^s – волны не только противоположным направлением поляризации поля E_x^h в центральном слое толщиной $2b_2$, но и заменой гиперболического распределения амплитуды

$sh(K_{y_1}^h b_1)$ на $ch(K_{y_1}^h b_1)$ в промежуточных слоях. В то же время противофазная E_1^p – волна отличается от синфазной E_1^s – волны противоположным направлением поляризации поля E_z^e в боковых слоях толщиной b_2 и заменой гиперболического распределения амплитуды $sh(K_{y_1}^e b_1)$ на $ch(K_{y_1}^e b_1)$ в промежуточных слоях. Именно смена гиперболических распределений амплитуд полей в промежуточных слоях даёт различные дисперсионные характеристики синфазных H_2^s, E_1^s и противофазных H_2^p, E_1^p – волн и возникновение «биения» волн.

Отличительной особенностью ДХ, рассчитанных с помощью уравнений (1), (2), (3), и (6) является их независимость от относительной толщины промежуточных слоёв t при $M_h = 1$ и $M_e = 1/\epsilon_{21}$. Это означает, что ДХ H_m и H_n^s – волн, также E_m^s и E_n – волн имеют общую точку пересечения при различных значения параметра t .

Кроме того, уравнение (5) при $F_{mp}^e \ll 1$ и $tg F_{mp}^e \approx F_{mp}^e$ имеет решение $F_{mp}^e = 0$ при $M_e = \sqrt{2/(\epsilon_{21} t)}$ и относительном замедлении [1] $\gamma_p^e / K_0 = \sqrt{\epsilon_2(2+t)/(2+\epsilon_{21}t)}$. Поэтому низкочастотная отсечка распространения E_m^p – волны происходит по относительному замедлению на приведенной частоте, равной нулю. Все остальные $H_{m,n}$ и $E_{m,n}$ – волны имеют отсечку распространения при $A_{m,n}^{h,e} > 0$ и $\gamma_{m,n}^{h,e} / K_0 = \sqrt{\epsilon_1}$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Мурмужев Б. А., Денисюк Р. Н. // Журнал радиоэлектроники. 2010 №7 с.
2. Мальцев В. П., Нефёдов Е. И., Шевченко В. В. // Известия ВУЗов. Радиоэлектроника. 1970. Т. 13, № 11, с. 1381.

ДИСКРЕТНЫЕ СОЛИТОНЫ В БИГРАФЕНЕ С АДСОРБИРОВАННЫМ АТОМАРНЫМ ВОДОРОДОМ

А.В. Пак¹, Н.Н. Янюшкина¹, Н.Г. Лебедев¹, М.Б. Белоненко²

¹Волгоградский государственный университет

²Волгоградский институт бизнеса

pak.anastasia@gmail.com

В последнее время возрастает количество работ, посвященных изучению нелинейного распространения света в дискретных волноводных структурах. В первую очередь это связано с большим числом практических приложений данного эффекта.

Уникальный набор свойств одно- и двухслойного графена [1] во многом определяемый периодичностью закона дисперсии, а также работы по изучению распространения предельно коротких оптических импульсов в углеродных наноструктурах [1, 2], позволяют считать проблему исследования прохождения электромагнитных импульсов через систему из нескольких листов биграфеновых волноводов достаточно важной и актуальной.

Гамильтониан системы электронов периодической модели Андерсона выбирался в виде удобном для рассмотрения электронного спектра в графене [3]:

$$H = \sum_{k\sigma} \varepsilon_k c_{k\sigma}^+ c_{k\sigma} + \varepsilon_a \sum_{\sigma} a_{\sigma}^+ a_{\sigma} + U n_{a\sigma} n_{a-\sigma} + \sum_{k\sigma} V_{ka} c_{k\sigma}^+ a_{\sigma} + \sum_{k\sigma} V_{ka}^* a_{\sigma}^+ c_{k\sigma} \quad (1)$$

где $c_{k\sigma}(c_{k\sigma}^+)$ и $a_{\sigma}(a_{\sigma}^+)$ - ферми-операторы рождения и уничтожения электронов в кристалле и атоме соответственно, а $n_{a\sigma}$ - оператор числа заполнения электронов, ε_a - энергия электрона, находящегося на адсорбированном атоме (адатоме), ε_k - зонная энергия электронов в кристалле, V_{ka} - матричный элемент перехода электрона из адсорбированного атома в графен, U - кулоновская энергия взаимодействия электронов в адсорбированном атоме.

Вычисление параметров гамильтониана (1) производилось на примере атомарного водорода, который рассматривался как примесь, адсорбированная на поверхности графена. Выбор данного типа примеси обусловлен, в частности, тем, что в данном случае параметр $U \equiv 0$, так как в атомарном водороде только один электрон.

Собственные значения энергий электронов кристаллической решетки с присоединенными атомами дефектов дают полюса функций Грина [4]:

$$E(k) = \frac{1}{2} \left[\varepsilon_a + \varepsilon_k \pm \sqrt{(\varepsilon_a - \varepsilon_k)^2 + 4|V_{ka}|^2} \right] \quad (2)$$

где ε_k - зонная структура графена.

Учтем, что закон дисперсии, который описывает свойства графена, и входит в (2), имеет вид [5]:

$$\varepsilon(k) = \gamma \sqrt{1 + 4 \cos(ap_x) \cos(ap_y / \sqrt{3}) + 4 \cos^2(ap_y / \sqrt{3})} \quad (3)$$

где $\gamma \approx 2.7$ эВ, $a = 3b/2\hbar$, $b = 0.142$ нм расстояние между соседними атомами углерода в графене, $k = (p_x, p_y)$.

Биграфен представляет собой углеродную структуру, состоящую из двух графеновых плоскостей с гексагональной решеткой. Система рассматривается в модели сильной связи для π -электронов в приближении ближайших соседей с внутрислойным интегралом перескока γ (≈ 2.7 эВ) и межслойным интегралом перескока t_0 (~ 0.3 эВ). Между двумя слоями графена прикладывается электростатический потенциал U . Зонная структура биграфена, полученная с помощью приближения сильной связи [6] позволяет записать закон дисперсии биграфена в виде:

$$E_p^{\pm\pm}(U) = \pm \sqrt{E_k^2 + t_0^2 / 2 + U^4 / 4 \pm \sqrt{t_0^4 / 4 + (t_0^2 + U^2) E_k^2}} \quad (4)$$

Отметим, что электронный спектр (4) представляет собой закон дисперсии вида «Сомбреро».

Рассмотрим распространение электромагнитного импульса в геометрии, когда его волновой вектор вдоль слоев двухслойного графена, а вектор поляризации лежит в слое графена.

На основании уравнений Максвелла с учетом диэлектрических и магнитных свойств изучаемой системы получено эффективное уравнение, которое решалось численно при помощи прямой разностной схемы типа крест. Изучение динамики импульса проводилось в системе 9 параллельных биграфеновых плоскостей, исследованы эффекты, наблюдаемые при изменении параметров задачи.

Работа проведена в рамках реализации ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009 – 2013 годы (проект № НК-16(3)), а также поддержана грантом для молодых ученых ВолГУ №3-2011-МУ/ВолГУ.

ЛИТЕРАТУРА

1. K.S. Novoselov et al. // Science. 2004. V. 306. P. 666.
2. Н.Н. Янюшкина, М.Б. Белоненко, Н.Г. Лебедев // Оптика и спектроскопия. 2010. Т. 108. № 4. P. 658.
3. Ю.А. Изюмов, М.И. Кацнельсон, Ю.Н. Скрыбин “Магнетизм коллективизированных электронов” М.: Физматлит, 1994.
4. В.Л. Бонч-Бруевич, С.В. Тябликов “Метод функций Грина в статистической механике” М.: Физматлит, 1961.

5. P.R. Wallace // Phys. Rev. 1947, V. 71. P. 622.
4. T. Srauber, et al. // Phys. Rev. B. 2007. V. 75. P. 115425.