

ЧАСТЬ 2
“РАСПРОСТРАНЕНИЕ И ДИФРАКЦИЯ
ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ
ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЕЩЕСТВОМ”

АНТИФЕРРОМАГНИТНЫЕ СОЛИТОНЫ В УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБКАХ Н.Г. Лебедев, М.Б. Белоненко, Е.В. Демушкина	4
ПЕРИОДИЧЕСКИЕ ДОМЭНЫ ТОКА В СИСТЕМЕ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК Е.В. Демушкина, М.Б. Белоненко, Н.Г. Лебедев	7
ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ДОПЛЕРОВСКОГО СПЕКТРА ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ПОВЕРХНОСТНОГО ВОЛНЕНИЯ Е.М. Мешков, В.Ю. Караев	10
СВЕРХШИРОКОПОЛОСНОЕ МУЛЬТИСПЕКТРАЛЬНОЕ ЗОНДИРОВАНИЕ СРЕДЫ РАСПРОСТРАНЕНИЯ РАДИОВОЛН П.Н. Захаров.....	13
ЛИНЕЙНЫЙ ЭФФЕКТ УДВОЕНИЯ ЧАСТОТЫ СЛЕДОВАНИЯ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ ПРИ ЛАУЭ-ГЕОМЕТРИИ БРЭГГОВСКОЙ ДИФРАКЦИИ В ФОТОННОМ КРИСТАЛЛЕ В.А. Бушуев, Б.И. Манцызов.....	16
УСТОЙЧИВОСТЬ ИЗЛУЧЕНИЯ МИКРОВОЛНОВОЙ ЛИНИИ ПЕРЕДАЧИ ЭНЕРГИИ К АМПЛИТУДНЫМ ФЛУКТУАЦИЯМ ИЗЛУЧАТЕЛЬНЫХ МОДУЛЕЙ О.И. Елагин, В.Л. Саввин	18
СРАВНЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ИЗОБРАЖЕНИЯ В ПРОЕКЦИОННОЙ ФОТОЛИТОГРАФИИ Г.В. Белокопытов, Ю.В. Рыжикова	21
КОГЕРЕНТНЫЙ ЭФФЕКТ БЛИЖНЕГО ПОЛЯ ТЕПЛООВОГО МИКРОВОЛНОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НАГРЕТОГО ТЕЛА Ю.Н. Барабаненков, М.Ю. Барабаненков	24
МЕТОД СИНТЕЗА ШИРОКОПОЛОСНЫХ МНОГОМОДОВЫХ ВОЛНОВОДНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ Д.И. Соболев, Г.Г. Денисов	27

ПРОСТРАНСТВЕННОЕ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОЕ СЖАТИЕ СВЕТА В СУЖАЮЩЕМСЯ ЗОНДЕ ОПТИЧЕСКОГО МИКРОСКОПА БЛИЖНЕГО ПОЛЯ С СУБВОЛНОВЫМ ОТВЕРСТИЕМ	
Н.М. Арсланов, С.А. Моисеев.....	30
ИНТЕНСИВНОСТЬ ПЕРЕИЗЛУЧЕНИЯ ВЫСШИХ ГАРМОНИК В ДИСКОВЫХ МИКРОПОЛОСКОВЫХ РЕКТЕННАХ	
В.Л. Саввин, Ян Чунь	33
ОПТОЭЛЕКТРОННЫЕ ЖИДКОКРИСТАЛЛИЧЕСКИЕ ЭЛЕМЕНТЫ С УПРАВЛЯЕМОЙ ДИФРАКЦИЕЙ	
А.А. Казак, Е.А. Мельникова, А.Л. Толстик	36
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ МЕЛКОМАСШТАБНЫХ ЗАМИРАНИЙ РАДИОСИГНАЛА И МНОГОЛУЧЕВОГО РАСПРОСТРАНЕНИЯ РАДИОВОЛН В ЗДАНИЯХ	
Е.А. Пухов, А.Ф. Королев, А.В. Турчанинов	39
ОТРАЖЕНИЕ ОТ НЕЛИНЕЙНОГО ФОКУСА В КЕРРОВСКИХ СРЕДАХ	
О. Хасанов, Г. Русецкий, Т. Смирнова, О. Федотова, А. Сухоруков, А. Афанасьев	42
САМОКМПРЕССИЯ МОЩНОГО ФЕМТОСЕКУНДНОГО ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА ПРИ ФИЛАМЕНТАЦИИ В ВОЗДУХЕ	
Д.С. Урюпина, Р.В. Волков, О.Г. Косарева, М.В. Курилова, А.В. Мажорова, А.Б. Савельев	45
ОСОБЕННОСТИ ДИФРАКЦИИ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ В ОБЛАСТИ БРЭГГОВСКОЙ ПОЛОСЫ ФОТОННОГО КРИСТАЛЛА	
И.Г. Захарова, И.Ю. Полякова, В.Ф. Марченко.....	48
ВЛИЯНИЕ НЕКОГЕРЕНТНОЙ ПОДСВЕТКИ НА ДВУХВОЛНОВОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ СВЕТА В КРИСТАЛЛЕ ТИТАНАТА ВИСМУТА	
А.А. Колегов, Н.И. Буримов, С.М. Шандаров, В.С. Беликов, В.В. Прокофьев, Т. Яаскелайнен, А.Л. Толстик, П.И. Ропот	51
ОПРЕДЕЛЕНИЕ НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ЧИСТЫХ ОРГАНИЧЕСКИХ ЖИДКОСТЕЙ И РАСТВОРОВ КРАСИТЕЛЕЙ МЕТОДОМ МНОГОВОЛНОВОГО СМЕШЕНИЯ	
А.Л. Толстик, И.Н. Агишев.....	54
СПЕКТРАЛЬНЫЕ ЗАВИСИМОСТИ ФОТОИНДУЦИРОВАННОГО ПОГЛОЩЕНИЯ, НАВЕДЕННОГО В КРИСТАЛЛЕ $Bi_{12}TiO_{20}:Ca$ КВАЗИМОНОХРОМАТИЧЕСКИМ ИЗЛУЧЕНИЕМ	
А.С. Акрестина, А.С. Вишнев, Р.В. Киселев, М.Г. Кистенева, С.М. Шандаров, Ю.Ф. Каргин, А.Л. Толстик.....	57

ДИНАМИКА ОБЪЕМНЫХ ОТРАЖАТЕЛЬНЫХ ГОЛОГРАММ В ПОЛИМЕРНЫХ СЛОЯХ С ФЕНАНТРЕНХИНОНОМ Д.Н. Мармыш, Е.А. Толстик	60
ОПТИЧЕСКИЙ МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В МУЛЬТИФЕРРОИКАХ А.Н. Калиш, В.И. Белотелов	63
ОСОБЕННОСТИ ЛОКАЛЬНОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ МИЛЛИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА НА ПОКРОВНЫЕ БИОЛОГИЧЕСКИЕ ТКАНИ Е.Н. Шевелева, О.В. Бецкий, А.В. Козарь, А.Ф. Королев.....	66
НЕЛИНЕЙНАЯ ДИНАМИКА НАНОРАЗМЕРНЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУР И ПЛОТНЫХ АТОМАРНЫХ ГАЗОВ В ПОЛЕ СВЕТОВОЙ ВОЛНЫ О.Х. Хасанов, Г.А. Русецкий, Л.В. Деменцова	69
СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ВОЗДЕЙСТВИЯ РАДИАЦИОННОГО И МИКРОВОЛНОВОГО ИЗЛУЧЕНИЙ НА СЕГНЕТОЭЛЕКТРИК ТРИГЛИЦИНСУЛЬФАТ Г.И. Овчинникова, Н.В. Белугина, А.Л. Толстихина	72

АНТИФЕРРОМАГНИТНЫЕ СОЛИТОНЫ В УГЛЕРОДНЫХ
НАНОТРУБКАХН.Г. Лебедев, М.Б. Белоненко, Е.В. Демушкина
Волгоградский Государственный Университет

Значительный прогресс в исследованиях новых нанотубулярных форм углерода начинается с 1991 года с работы Ииджимы [1] и ряда отечественных ученых.

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

$$H = -\sum_{j\Delta\sigma} t(a_{j+\Delta\sigma}^+ a_{j\sigma} + a_{j\sigma}^+ a_{j+\Delta\sigma}) + \mu \sum_{j\Lambda} a_{j\sigma}^+ a_{j\sigma} + U \sum_j a_{j\sigma}^+ a_{j\sigma} a_{j+\sigma}^+ a_{j-\sigma},$$

где $a_{j\sigma}^+$, $a_{j\sigma}$ - операторы рождения, уничтожения электрона на j -м узле ($j = \{i, k\}$) со спином σ , t - интеграл перескока; Δ - вектора связывающие соседние атомы углерода; U - энергия кулоновского отталкивания электронов на одном узле; μ - химический потенциал. Индексы i и k нумеруют атомы углерода в нанотрубке согласно обозначениям на рисунке 1. Для оценок в расчетах были выбраны следующие значения параметров гамильтониана, оцененные при помощи MNDO метода $t = 2$ эВ, $U = 10$ эВ, $a = 1,42$ нм. Как показал Андерсон в [3], эффективный гамильтониан, будет иметь вид:

$$H_{eff} = 2 \frac{t^2}{U} \sum_{j\Delta} \vec{S}_j \vec{S}_{j+\Delta}, \quad (1)$$

где спиновые операторы связаны с операторами рождения уничтожения как:

$$a_{j\sigma}^+ a_{j\sigma} = \frac{1}{2} - S_j^z \exp\left(i\pi\left(\frac{1}{2} + \sigma\right)\right),$$

$$S_j^- = a_{j\sigma}^+ a_{j-\sigma}, \quad S_j^+ = a_{j-\sigma}^+ a_{j\sigma}.$$

Естественно, что оператор S_j^z описывает при этом магнитный момент электронов находящихся в j -м узле решетки.

Запишем действие для модели с гамильтонианом (1)

$S = -\int d\tau \left\{ \frac{i}{2} \cos\theta \partial_\tau \varphi + H(\vec{S}(\theta, \varphi, \tau)) \right\} = S_{kin} + \int d\tau H(\tau), \quad (2)$	
---	--

где использовалась запись спина через обобщенное когерентное состояние.

Далее произведем преобразование Фурье для классических спиновых переменных \vec{S}_j , разобьем решетку на две взаимодуальные подрешетки, так что компоненты вектора спина одной подрешетки связаны лишь с компонентами вектора спина другой.

Переменные для классических спинов находящихся в узлах различных подрешеток будем обозначать как \vec{S} и \vec{R} с соответствующими индексами. Определим Фурье-компоненты как:

$$\vec{S}_j = N^{-1/2} \sum_k \vec{S}_k e^{ikj}, \quad \vec{S}_k = N^{-1/2} \sum_j \vec{S}_j e^{-ikj}, \quad \vec{R}_j = N^{-1/2} \sum_k \vec{R}_k e^{ikj}, \quad \vec{R}_k = N^{-1/2} \sum_j \vec{R}_j e^{-ikj},$$

где k является вектором $k = (k_x, k_y)$. Если рассматривать для определенности нанотрубки zigzag типа $(m, 0)$ то из требования периодичности получаем $k_y = s$; $s = 1, 2, \dots, m$.

Тогда второе слагаемое в действии (2) примет вид:

$$H(\tau) = 2 \frac{t^2}{U} \sum_k \Delta(k) \vec{S}_k(\tau) \vec{R}_{-k}(\tau),$$

$$\Delta(k) = \Delta(p, s) = \cos(pa) + 2 \cos\left(\frac{pa}{2}\right) \cos\left(\frac{\pi s}{m}\right),$$

где явно указано, что $k = (p, s)$; a - длина С-С связи; рассматривается нанотрубка типа $(m, 0)$. Для получения эффективного гамильтониана перейдем к длинноволновому пределу, когда рассматриваются возбуждения с длиной волны много большей постоянной решетки a . Последнее соответствует тому, что в гамильтониане (6) производится суммирование не по всем k , а лишь по малым k , таким что можно ограничиться в разложении $\Delta(p, s)$ членами второго порядка по p и считать $s = 0$, $pa \ll 1$. В этом случае получаем вид второго слагаемого в действии (2):

$$H(\tau) = 2 \frac{t^2}{U} \sum_p \Delta(p) \vec{S}_p(\tau) \vec{R}_{-p}(\tau),$$

$$\Delta(p) = 3m \left(1 + \frac{(pa)^2}{4} \right).$$

Полученный гамильтониан в действии (2) можно сравнить с аналогичным гамильтонианом, в аналогичной части действия, полученным для одномерной антиферромагнитной модели Гейзенберга с гамильтонианом $H_{heisenberg} = J \sum_j \vec{S}_j \vec{S}_{j+1}$, после выполнения аналогичных преобразований и перехода к длинноволновому приближению:

$$H(\tau)_{\text{heisenberg}} = \frac{J}{2} \sum_p \Delta(p) \vec{S}_p(\tau) \vec{R}_{-p}(\tau),$$

$$\Delta(p) = 1 + \frac{(pa)^2}{2}.$$

Сравнивая выражения (7) и (8) легко заметить, что эффективное действие для гамильтониана (2), эквивалентно действию для одномерной антиферромагнитной модели Гейзенберга, при условии, что постоянная решетки в углеродной нанотрубке меньше в $\sqrt{2}$ раз постоянной решетки в модели Гейзенберга, и $J = \frac{12mt^2}{U}$.

Заметим, что для одномерной антиферромагнитной модели Гейзенберга при замене [4]: $\vec{S}_n = (-1)^n / 2 (\sin \theta_n \cos \varphi_n, \sin \theta_n \sin \varphi_n, \cos \varphi_n)$, где $\theta_n = \theta(x) + (-1)^n a\alpha(x)$, $\varphi_n = \varphi(x) + (-1)^n \beta(x)$, $\theta(x)$ и $\varphi(x)$ считаются медленно меняющимися функциями координат; a - постоянная решетки гейзенберговского магнетика; $\alpha(x)$ и $\beta(x)$ - описывают малые флуктуации; после перехода к континуальному пределу, для величины $\vec{\Omega} = (\sin \theta \cos \varphi, \sin \theta \sin \varphi, \cos \varphi)$, с $\vec{\Omega} \vec{\Omega} = 1$, выражение для плотности лагранжиана имеет вид:

$$L = \frac{1}{8c} \{ \vec{\Omega}_t \vec{\Omega}_t - c^2 \vec{\Omega}_x \vec{\Omega}_x \}, \quad (3)$$

где нижние индексы у $\vec{\Omega}$ обозначают соответствующую частную производную, $c = aJ$.

Лагранжиан с плотностью (3) описывает, как это хорошо известно, $O(3)$ и Лоренц инвариантную нелинейную сигма модель. В качестве скорости света в нашей модели выступает величина $c = \frac{6\sqrt{2}mt^2a}{U}$.

Окончательно можно сформулировать результат из данной работы как то, что в длинноволновом приближении спиновые возбуждения в углеродных нанотрубках можно описать при помощи нелинейной сигма модели с плотностью лагранжиана (3).

ЛИТЕРАТУРА

1. S. Iijima // Nature. 1991. V. 354. P. 56.
2. Ю.А. Изюмов, М.И. Кацнельсон, Ю.Н. Скрябин “Магнетизм коллективизированных электронов” Москва: Физматлит, 1994, 368 с.
3. P.W. Anderson // Phys. Rev. V. 115. № 1. P. 2.
4. F.D.M. Haldane // Phys. Rev. Lett. V.50. № 15. P. 1153.

ПЕРИОДИЧЕСКИЕ ДОМЭНЫ ТОКА В СИСТЕМЕ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК

Е.В. Демущкина, М.Б. Белоненко, Н.Г. Лебедев
Волгоградский Государственный Университет

В последнее десятилетие большое внимание специалистов, занимающихся созданием и исследованием новых материалов – физиков, материаловедов, механиков (как теоретиков, так и экспериментаторов) – вызвали наноструктурные материалы (НСМ) [1-4]. Эти материалы обладают уникальной структурой и свойствами, многие из которых имеют непосредственный практический интерес во многих отраслях науки и техники.

Исследование электронной структуры УНТ приведено в достаточно большом количестве работ [2] и проводится в рамках анализа динамики π - электронов в приближении сильной связи. 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:

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

где квазиимпульс \vec{p} задается как (p_z, s) , $\gamma \approx 2.7$ эВ, $a = 3b/2\hbar$, $b = 0.142$ нм расстояние между соседними атомами углерода в графене. При построении нашей модели распространения ультракороткого оптического импульса в системе нанотрубок, будем описывать электромагнитное поле импульса классически, на основании уравнений Максвелла. В калибровке $\vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{A}}{\partial t}$, уравнения Максвелла с учетом диэлектрических и магнитных свойств УНТ можно записать как:

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

Вектор – потенциал \vec{A} считается имеющим вид $\vec{A} = (0, 0, A_z(x, t))$. Для определения тока воспользуемся полуклассическим приближением [3], взяв закон дисперсии (1) из квантово-механической модели и описывая эволюцию ансамбля частиц классическим кинетическим уравнением Больцмана в приближении времен релаксации:

$$\frac{\partial f}{\partial t} - \frac{q}{c} \frac{\partial A_z}{\partial t} \frac{\partial f}{\partial p_z} = \frac{F_0 - f}{\tau}. \quad (3)$$

F_0 –равновесная функция распределения Ферми:

$$F_0 = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E(\vec{p})}{k_b T}\right)},$$

где T – температура, k_b – постоянная Больцмана. Время релаксации τ можно оценить согласно [3] как примерно $3 \cdot 10^{-13}$ с.

Запишем выражение для плотности тока $\vec{j} = (0, 0, j_z)$:

$$j_z = \frac{q}{\pi \hbar} \sum_s \int dp_z v_z f, \quad (4)$$

где, как и обычно: $v_z = \frac{\partial E(\vec{p})}{\partial p_z}$. Функцию $v_z(x)$ представим в виде (с учетом зависимости закона дисперсии и равновесной функции распределения F_0 от индекса s):

$$v_z(s, x) = \sum_m a_{ms} \sin(mx), \quad a_{ms} = \frac{1}{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} v_z(s, x) \sin(mx) dx.$$

Отметим, что коэффициенты разложения a_{ms} убывают с ростом m и с достаточной степенью точности можно ограничиться первыми несколькими не исчезающими слагаемыми. Тогда эффективное уравнение можно записать в виде:

$$\frac{\partial^2 A_z}{\partial x^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 A_z}{\partial t^2} + \frac{q}{\pi \hbar \tau} \sum_m c_m \sin\left(\frac{maq}{c} A_z(t)\right) = 0,$$

$$c_m = \sum_s a_{ms} b_{ms}, \quad b_{ms} = \int_{-q_0}^{q_0} dp_z \cos(map_z) F_0(\vec{p}). \quad (6)$$

Само распространение периодического цуга импульсов при разных периодических начальных условиях представлено на рис. 1.

Здесь видно, что в процессе распространения, на начальном этапе, происходит появление и исчезновение лишних максимумов, т.е. начальное возмущение, которое первоначально имело, например, два максимума (рис. 2а) в ходе эволюции приобретает дополнительный максимум, который в дальнейшем исчезает. Данное поведение можно связать с обменом энергией между разными модами, которые характеризуются разными периодами. Отметим, что в данной системе существует достаточно много мод электронных колебаний, закон дисперсии для которых задается (1). Взаимодействие между такими модами и приводит, на наш взгляд, к наблюдаемой картине. Также заметим, что подобное поведение можно связать и с периодическими решениями уравнения sine-Gordon, которые выражаются через функции Вейерштрасса. Взаимодействие между такими решениями, вследствие неинтегрируемости нашей системы, и дает картину приведенную выше.

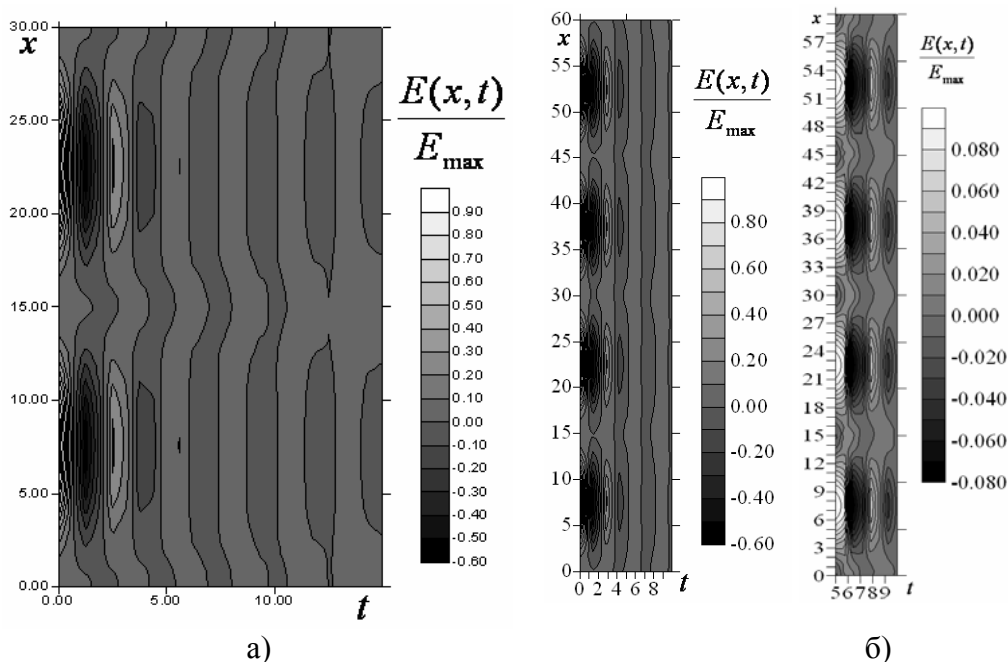


Рис. 1. Распространение импульса электромагнитного поля в системе УНТ. а), б)- разные начальные условия. Яркость – в процентах от амплитуды начального импульса, по оси x – расстояние в мкм, по оси y – время в единицах τ . На рис. б) изменен масштаб яркости для наблюдения квазипериодического характера колебаний

Отметим, что в ходе эволюции импульсы тока приняли регулярную периодическую структуру, характеризующуюся наличием областей с различным направлением тока. Хотя ток внутри таких областей и испытывает периодические изменения, как по величине, так и по направлению с течением времени, деление на области сохраняется. Так, различные области могут характеризоваться, например, различными амплитудами тока в них. Исходя из этого, можно сделать заключение, что в процессе распространения электромагнитной волны в системе углеродных нанотрубок возникает периодическая структура токов, которая может быть названа доменной. Домены тока здесь возникают из-за взаимодействия периодической электромагнитной волны с системой неравновесных электронов в углеродных нанотрубках.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г.Б. Сергеев. Нанохимия. М.: МГУ, 2003. – 288 с.
2. M.F. Lin and K.W.-K. Shung // Phys. Rev. B. 1994. V. 50. №23. P. 17744.
3. G.Ya. Slepyan, S.A. Maksimenko, V.P. Kalosha et al. // Phys. Rev. A. 1999. V. 60. №2. P. R777.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ДОПЛЕРОВСКОГО СПЕКТРА ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ПОВЕРХНОСТНОГО ВОЛНЕНИЯ

Е.М. Мешков, В.Ю. Караев

Институт прикладной физики Российская академия наук

В результате проведенных исследований были разработаны теоретические модели сечения обратного рассеяния и доплеровского спектра для радиолокатора с ножевой диаграммой направленности антенны [1,2].

В ходе последующего анализа были получены алгоритмы восстановления дисперсии наклонов и дисперсии орбитальных скоростей при малых углах падения зондирующего излучения [3, 4]. Новые алгоритмы впервые позволяют определить дисперсию наклонов радиолокационными методами без ограничения по высоте полета, свойственного существующим алгоритмам.

Для проверки новых алгоритмов был проведен натурный эксперимент. Измерения выполнялись доплеровским радиолокатором сантиметрового диапазона с ножевой диаграммой направленности антенны ($16^0 \times 1^0$), установленным на вертолете. Полет выполнялся над Горьковским водохранилищем.

Измерения были проведены в ноябре 2005 года. По оценкам скорость ветра над водохранилищем лежала в интервале от 3 до 4 м/с. Траектория полета над Горьковским водохранилищем показана на Рис. 1.

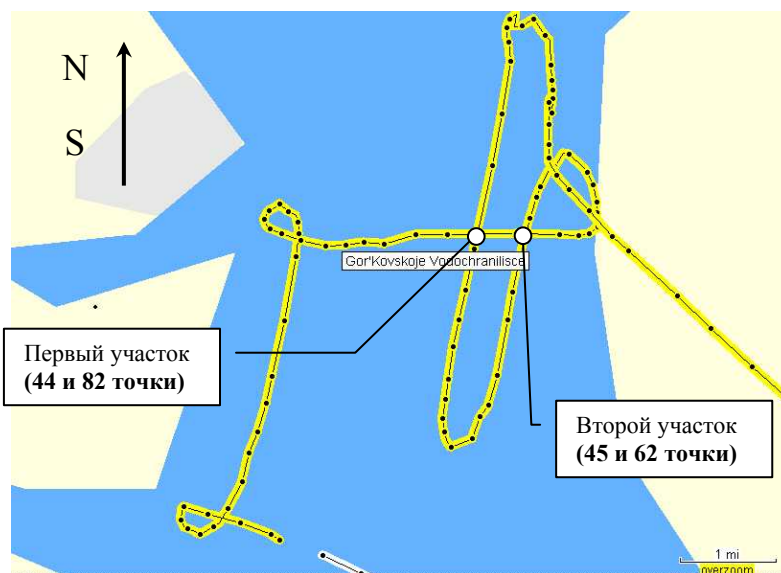


Рис. 1. Схема полета над Горьковским водохранилищем.

Обработка экспериментальных данных подтвердила работоспособность алгоритма определения дисперсии наклонов и показала

необходимость модификации разработанного ранее алгоритма для учета особенностей проведения данного эксперимента.

В ходе последующего анализа была учтена специфика измерений и разработаны два новых алгоритма восстановления дисперсии орбитальных скоростей и коэффициента корреляции наклонов и вертикальной составляющей орбитальной скорости по ширине доплеровского спектра отраженного радиолокационного сигнала.

Для применения первого алгоритма необходимо выполнить измерения доплеровского спектра при движении вдоль и поперек направления распространения волнения. В этом случае с помощью антенного или углового алгоритма [5] вначале восстанавливаем дисперсию наклонов в двух взаимно-перпендикулярных направлениях. После этого считая, что дисперсия наклонов нам известна, с помощью первого алгоритма можно определить коэффициент корреляции и дисперсию орбитальных скоростей.

К сожалению, во время эксперимента ветер был слабым и интенсивность волнения была низкой. Поэтому с помощью алгоритма не удалось восстановить дисперсию орбитальных скоростей. В случае более интенсивного волнения алгоритм должен работать.

Для применения второго алгоритма необходимо провести дополнительное измерение доплеровского спектра таким образом, чтобы были измерения по и против направления распространения волнения. В этом случае различие ширины доплеровского спектра при движении в двух направлениях будет обусловлено фазовой скоростью движения поверхностного волнения: в одном случае движение является попутным, а в другом случае встречным. Вследствие этого второй алгоритм является более точным по сравнению с первым алгоритмом. Серьезным недостатком этого алгоритма является то, что требуется три пролета над одним и тем же участком поверхности.

Для проверки чувствительности алгоритмов к возможным ошибкам определения входных параметров, была исследована зависимость работоспособности алгоритмов от величины ошибки входных параметров: 1) скорости движения радиолокатора, 2) дисперсии наклонов 3) ширины доплеровского спектра. Анализ показал, что во многих случаях представляется маловероятным восстановление дисперсии орбитальных скоростей в связи с высокой чувствительностью алгоритмов к возможным ошибкам. Определение коэффициента корреляции между наклонами и вертикальной составляющей орбитальной скорости представляется вполне реальным, если при обработке применить вариацию входных параметров. Исследование показало, что зависимость дисперсии орбитальных скоростей от неточности определения входных параметров является знакопеременной, и изменение знака происходит вблизи истинного значения. Таким образом, с помощью вариации входных параметров

алгоритма можно найти эту точку и определить истинное значение коэффициента корреляции.

Для проверки работоспособности алгоритма использовались данные натурального эксперимента, выполненного в 2005 году. Обработка данных показала, что второй алгоритм позволяет получить достоверные оценки коэффициента корреляции. Восстановленное значение близко к вычисленному по модельному спектру волнения.

Кроме того, полученная информация позволяют сделать оценки фазовой скорости, средней длины поверхностного волнения и высоты значительного волнения.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (проект № 06-05-64752), школой НШ-6043.2006.2 и программой ОФН РАН “Физические основы и методы диагностики динамических процессов в верхнем слое океана”.

ЛИТЕРАТУРА

1. В.Ю. Караев, М.Б. Каневский “К вопросу о радиолокационном определении параметров морского волнения” Исследование Земли из космоса, 1999, N4, стр.14-21.
2. V. Karaev, M. Kanevsky, D. Cotton, P. Challenor “Is it possible to measure ocean surface slope with a microwave radar at nadir probing?” Int. J. Remote Sensing, 2002, v. 23, N 3251-3262.
3. V. Karaev, M. Kanevsky, G. Balandina, P. Challenor, C. Gommenginger, M. Srokosz “The concept of a microwave radar with an asymmetric knifelike beam for the remote sensing” J. Atmospheric and Oceanic Technology, 2005. V. 22 № 11. P. 1809-1820
4. Е.М. Мешков, В.Ю. Караев “Определение параметров морского волнения по доплеровскому спектру радиолокационного СВЧ сигнала, отраженного водной поверхностью” Известия ВУЗов, сер. Радиофизика, 2004. т.47, № 3, с. 231-244.
5. В.Ю. Караев, М.Б. Каневский, Е.М. Мешков, В.И. Титов, В.Ю. Гольдблат, Э.М. Зуйкова, Г.Н. Баландина “Проверка алгоритмов восстановления дисперсии наклонов поверхностного волнения в вертолетном эксперименте” Препринт № 715, ИПФ РАН, Нижний Новгород, 2006. 24 стр.

СВЕРХШИРОКОПОЛОСНОЕ МУЛЬТИСПЕКТРАЛЬНОЕ ЗОНДИРОВАНИЕ СРЕДЫ РАСПРОСТРАНЕНИЯ РАДИОВОЛН

П.Н. Захаров

Физический факультет МГУ им. М.В.Ломоносова

В работе представлена разработанная методика сверхширокополосного мультиспектрального зондирования, позволяющая обеспечить детальное исследование среды распространения радиоволн.

Экспериментальные исследования среды распространения радиоволн позволяют обеспечить понимание доминирующих механизмов, работающих в канале; выбрать оптимальную модель среды распространения; определить необходимую степень детализации модели и устойчивость модели; измерить параметры среды (для использования в моделях, помимо расчетных) [1,2].

Мультиспектральность подразумевает проведение измерений с перестройкой несущей частоты в широком диапазоне.

Сверхширокополосность представляет собой зондирование сигналами, полоса частот которых составляет не менее 20% от центральной частоты.

Разработанная методика включает в себя:

1). Измерения в режиме немодулированной несущей с перестройкой по частоте в широком диапазоне. А именно: пространственного распределения напряженности электромагнитного поля, углового распределения принимаемой мощности в различных точках пространства, АЧХ канала, статистики быстрых замираний.

2). Зондирование сверхширокополосными сигналами (короткими радиоимпульсами или модулированными псевдослучайными последовательностями несущими), позволяющее, в первую очередь, измерять импульсный отклик канала. Измерения проводятся на различных несущих частотах (мультиспектральность) и дают пространственное распределение импульсных откликов.

Совокупность проведенных измерений позволяет получить сведения о среде распространения радиоволн, результаты измерений являются взаимосвязанными.

В работе представлен разработанный экспериментальный измерительный комплекс, осуществляющий методику сверхширокополосного мультиспектрального зондирования.

Описываемый комплекс представляет собой многофункциональный радиоизмерительный комплекс, перекрывающий частотный диапазон от микрогерц до СВЧ. Комплекс состоит из генератора сигналов с функциями цифрового измерительного радиопередатчика и анализатора сигналов с функциями цифрового измерительного радиоприемника.

Входящий в состав комплекса генератор обладает техническими характеристиками на уровне приборов западных производителей высокого класса. При этом обеспечивается превосходство в некоторых характеристиках (выходная мощность – 20дБм, искажения, массогабаритные параметры и др.) над остальными аналогичными приборами.

Генератор работает в диапазоне частот 1 мкГц – 2.7 ГГц и обеспечивает особые функции, важные для практики:

- совмещение функций НЧ и ВЧ-генераторов;
- внутренняя импульсная модуляция сверхкороткими импульсами (5 нс), что находит применение в современной технике сверхширокополосной связи, СШП-радаров, исследовании характеристик ВЧ и СВЧ трактов, научно-исследовательских целях; среди известных приборов данная функция аналогов не имеет;

- осуществление внешнего ввода передаваемых данных через USB-интерфейс, что дает возможность непосредственного применения генератора в качестве измерительного передатчика, источником данных в котором может быть любой персональный компьютер или иное USB-совместимое устройство;

- встроенный персональный компьютер на платформе Windows XP Professional, что позволяет обеспечить: наиболее удобный интерфейс пользователя, широкие возможности по управлению прибором и его удаленному использованию, а также возможности по обработке полученных результатов, создает многофункциональное рабочее место для пользователя;

- цветной графический дисплей 6.4" с разрешением 640x480 точек.

Входящий в состав комплекса анализатор сигналов совмещает в себе функции анализатора спектра и цифрового измерительного радиоприемника, работает в диапазоне частот 100 Гц – 2.5 ГГц. Анализатор обеспечивает проектные технические характеристики, сравнимые с современным западным оборудованием высокого класса. При этом по ряду характеристик обеспечивается превосходство:

- исключительно высокий динамический диапазон прибора (более 165 дБ при полосе разрешения 1Гц); данный динамический диапазон соответствует западным приборам самого высокого класса (Rohde&Schwarz FSU);

- исключительно высокая избирательность устройства, обеспечивающая подавление соседних сигналов -96дБн при отступе 4 Гц от несущей. Данная характеристика дает возможность наблюдать очень слабые сигналы на фоне сильных мешающих сигналов, а также фазовые шумы и является одной из важнейших характеристик анализатора спектра. Аналогичные устройства подобными возможностями не располагают.

Разработанный анализатор спектра обеспечивает специальные функции, важные для практики:

- встроенные малошумящий входной усилитель и аттенюатор, что дает возможность смещения динамического диапазона в область более высоких или более низких мощностей входного сигнала;

- демодуляция данных с выходом на SPI и USB – интерфейс, что обеспечивает возможность использовать прибор в качестве измерительного приемника;

- встроенный персональный компьютер на платформе Windows XP Professional;

- цветной графический дисплей 6.4” с разрешением 640x480 точек.

Заложенная в комплекс функциональность позволяет использовать его для: широкого спектра радиотехнических и радиофизических измерений в указанном частотном диапазоне в научных, учебных и производственных целях; задач электромагнитного мониторинга; задач исследования, развертывания и оптимизации современных систем связи, включая сотовую, подвижную и другие виды наземной связи, использующие передовые современные, а также перспективные стандарты; специальных задач.

Разработанный комплекс по многим техническим характеристикам и предлагаемым функциям не имеет аналогов как среди зарубежного, так и отечественного оборудования.

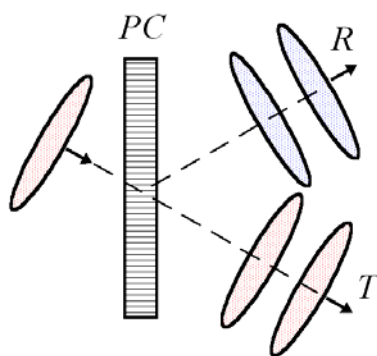
ЛИТЕРАТУРА

1. Феер К.: Беспроводная цифровая связь. – М.: Радио и связь, 2000.
2. Прокис Дж.: Цифровая связь. М.: Радио и связь, 2000.

ЛИНЕЙНЫЙ ЭФФЕКТ УДВОЕНИЯ ЧАСТОТЫ СЛЕДОВАНИЯ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ ПРИ ЛАУЭ-ГЕОМЕТРИИ БРЭГГОВСКОЙ ДИФРАКЦИИ В ФОТОННОМ КРИСТАЛЛЕ

В.А. Бушуев, Б.И. Манцызов
МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Динамика распространения лазерных импульсов в фотонных кристаллах (ФК) традиционно исследовалась в условиях брэгговской дифракции «на отражение», где был обнаружен целый ряд новых линейных и нелинейных оптических явлений [1]. Однако из динамической теории дифракции рентгеновских лучей в традиционных кристаллах хорошо известна другая геометрическая схема брэгговской дифракции – Лауэ-схема дифракции «на прохождение», которая всесторонне исследовалась для монохроматических бесконечных волн. В этой схеме внешнее излучение падает на поверхность кристалла, ориентированную вдоль вектора обратной решетки структуры. Ранее было показано [2], что в резонансном ФК нелинейная дифракция по схеме Лауэ приводит к разбиению входного лазерного импульса на медленный нелинейный Лауэ-солитон и быстрый линейно распространяющийся импульс.



Здесь мы исследуем *линейную* динамику лазерных импульсов в ФК в случае брэгговской дифракции в геометрии Лауэ. Показано, что существует ограниченная область параметров импульса и структуры, при которых входной импульс распадается в ФК на два линейно распространяющихся импульса. В простейшем одномерном случае ФК представляет собой многослойную структуру (см. рис.). Внутри структуры каждая спектральная компонента импульса, падающего под углом Брэгга к слоям ФК, есть когерентная суперпозиция двух проходящих (T) и двух дифрагированных (R) волн [3]. Эти волны распространяются в ФК с двумя разными эффективными показателями преломления и, как следствие, с двумя разными скоростями. По мере увеличения пути прохождения в глубь ФК указанные волны разделяются на пары импульсов - в направлении прохождения T и отражения R (см.

рис.). Временной интервал между вышедшими из ФК импульсами пропорционален толщине кристалла и фурье-компоненте разности показателей преломления $\Delta n(x) = n_2 - n_1$. Расчеты показывают, что для реализации эффекта удвоения числа импульсов с длиной волны излучения $\lambda_0 \sim 500-1000$ нм и длительностью импульса $\tau_0 \sim 0.1-1$ пс необходимы ФК с периодом $d \sim \lambda_0$, величиной модуляции показателя преломления $\Delta n \sim 0.01-0.3$ и толщиной $L \sim 0.1-1$ см.

ЛИТЕРАТУРА

1. Yu.S. Kivshar and G.P. Agrawal “Optical Solitons: From Fibers to Photonic Crystals” Academic Press, San Diego, 2003.
2. В.И. Мансызов // Optics Communications. 2001. V. 189. P. 275.
3. В.А. Бушуев // Изв. РАН, сер. физическая. 2005. Т. 69. С 1710.

УСТОЙЧИВОСТЬ ИЗЛУЧЕНИЯ МИКРОВОЛНОВОЙ ЛИНИИ ПЕРЕДАЧИ ЭНЕРГИИ К АМПЛИТУДНЫМ ФЛУКТУАЦИЯМ ИЗЛУЧАТЕЛЬНЫХ МОДУЛЕЙ

О.И. Елагин, В.Л. Саввин

Московский Государственный университет им. М.В. Ломоносова

Одним из перспективных примеров практического использования микроволн является энергоснабжение труднодоступных районов земной поверхности. При небольшом уровне передаваемой мощности и сложном рельефе местности создание обычных ЛЭП оказывается нерентабельным, и применение микроволн для круглосуточного энергоснабжения потребителей имеет преимущества по сравнению с фотоэлектрическими системами. Такая беспроводная линия передачи состоит из излучающей системы, которая преобразует электричество в направленный пучок микроволн, и приемной системы, преобразующей микроволновое излучение в электрический ток. В настоящее время разрабатывается проект экспериментальной беспроводной микроволновой линии передачи с мощностью 10-15 кВт на расстояние около 1 км [1-2]. Экологическая безопасность при сохранении высокой эффективности передачи энергии является одним из важнейших требований к системе.

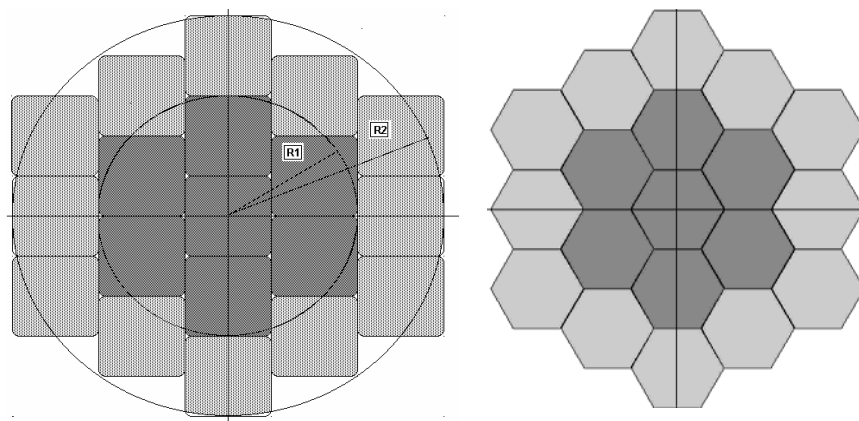


Рис.1. Схема передающей антенны из 19 квадратных (а) и шестиугольных (б) модулей с двухступенчатым амплитудным распределением.

Предварительные расчеты в случае аксиально-симметричной передающей антенны с двухступенчатым распределением поля показали возможность обеспечения экологически безопасного уровня фонового излучения. Было предложено формировать такую антенну в виде набора 19 отдельных излучающих модулей квадратной или шестиугольной формы (рис.1). Такие отдельные модули могут быть установлены на склонах гор в разных плоскостях параллельно друг другу и перпендикулярно к направлению передачи энергии.

Однако при применении фазированных антенных решеток, состоящих из регулярного набора излучающих модулей, могут возникнуть дополнительные локальные максимумы поля, уровень которых также

Предварительные расчеты в случае аксиально-симметричной передающей антенны с двухступенчатым распределением поля показали возможность обеспечения экологически безопасного уровня фонового излучения. Было

необходимо оценить с точки зрения экологической безопасности. В то же время необходимо решить проблему фазовой синхронизации отдельных модулей для формирования единого волнового фронта.

Для антенной системы из 19 квадратных модулей рассчитан коэффициент полезного действия и уровень фонового излучения, проведены оценки максимального количества передаваемой энергии, при котором данная система удовлетворяет экологическим требованиям и стандартам [4]. Однако вопрос об устойчивости системы к флуктуациям амплитуды и фазы отдельных излучающих модулей оставался открытым. Целью настоящей работы является изучение характеристик антенной системы с модулями шестиугольной формы и исследование устойчивости распределения мощности в плоскости приема к амплитудным колебаниям на передающей антенне для излучающих систем из 19-ти квадратных и шестиугольных модулей.

Для расчета поля излучения в области приема для антенных систем из квадратных и прямоугольных модулей в качестве начальных данных в разработанных программах задается длина волны излучения $\lambda=0,12\text{ м}$ и расстояние между центрами приемной и передающей антеннами $D=1000\text{ м}$. Размер квадратного модуля выбран равным $1\text{ м} \times 1\text{ м}$, а сторона шестиугольного модуля составляла $0,5\text{ м}$. Мощность излучения каждого из семи центральных модулей (более темных на рис.1) составляла $1,5\text{ кВт}$, а уровень мощности излучения на внешних излучателях мог изменяться относительно центральных.

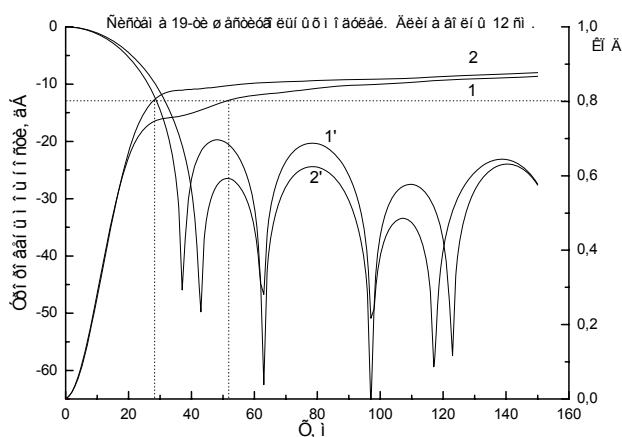


Рис. 2. Распределение нормированной мощности излучения и КПД в плоскости приема вдоль оси $X(Y=0)$ для равномерного (1, 1') и двухступенчатого (2, 2') распределений поля на передающей антенне с шестиугольными модулями.

центрального слоя передающей системы.

Показано, что в случае антенной решетки из 19-ти модулей как шестиугольной, так и квадратной формы оптимальным является двухступенчатое распределение амплитуды поля на передающей системе, при

На рис.2 представлены графики зависимости коэффициента полезного действия от радиуса приемной антенны для случаев равномерного и двухступенчатого (с отношением амплитуд ступенек $1:0,6$) распределений амплитуд на передающей антенне из 19-ти шестиугольных модулей. На этом же рисунке представлены распределения нормированной мощности излучения в плоскости приемной антенны для того же соотношений амплитуд внешнего и

этом амплитуда поля на внешнем слое модулей составляет 60% от амплитуды поля на центральных модулях.

Для равномерного и оптимального двухступенчатого распределений амплитуды поля на передающей антенне получены распределения мощности в плоскости приема. Знание таких распределений позволит ориентировать передающую антенну таким образом, чтобы боковые лепестки излучения с относительно высокой интенсивностью не попали на населенные пункты вблизи приемной антенны (см.рис.3).

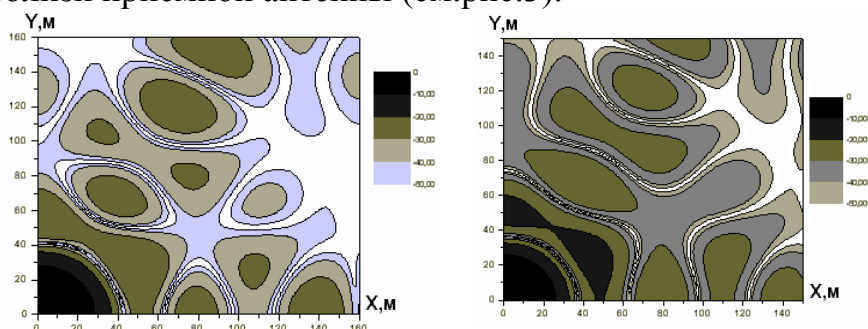


Рис. 3. Распределение нормированной мощности излучения в плоскости приема при двухступенчатом и равномерном распределении поля на передающей антенне с шестиугольными модулями.

Эффективность безопасной передачи энергии может быть достаточно высокой при использовании двухступенчатого распределения (до 80%), а уровень передаваемой

мощности в рассмотренном случае может достигать 110 кВт. Установлена линейная зависимость величины отклонения мощности в максимумах распределения поля в плоскости приема от уровня флуктуаций амплитуды поля на передающих модулях. При двухступенчатом распределении поля система получается менее устойчивой к флуктуациям амплитуды. Так, отклонение в 3 дБ для второго лепестка в случае двухступенчатого распределения достигается при флуктуациях 9,5% для системы из квадратных модулей и 11,5% для системы из шестиугольников, а в случае равномерного распределения при такой же величине флуктуаций максимальная величина отклонений составляет соответственно 1,4 и 1,6 дБ.

Показано, что антенная решетка из шестиугольных модулей с равномерным распределением поля является наиболее устойчивой к амплитудным флуктуациям. Поддержание необходимого уровня флуктуаций поля для оптимального двухступенчатого распределения не представляет собой особых трудностей для современных систем стабилизации микроволновых генераторов.

ЛИТЕРАТУРА

1. A. Celeste, P. Jeanty, G. Pignolet // Acta Astronautica. 2004. V. 54(4). P. 253.
2. О.И. Елагин, Г.М. Казарян, В.Л. Саввин // Известия РАН, Серия физическая. 2006. Т. 70. № 3. С. 448.

СРАВНЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ИЗОБРАЖЕНИЯ В ПРОЕКЦИОННОЙ ФОТОЛИТОГРАФИИ

Г.В. Белокопытов, Ю.В. Рыжикова
МГУ им. М. В. Ломоносова, физический факультет

Данная работа посвящена изучению пространственного разрешения фотолиитографии в зависимости от параметров проекционной оптической системы и геометрии изображаемых элементов. Исследование проводилось путем численного моделирования с использованием программы расчета оптических изображений при частично когерентном освещении в рамках скалярного приближения теории дифракции [1].

С точки зрения теории сигналов задача определения пространственного разрешения в фотолиитографии является двумерным обобщением задачи определения минимальной воспроизводимой длительности радиоимпульсов. При этом в качестве аналога минимальной длительности выступает критический размер, то есть минимальный размер элемента изображения, который можно воспроизвести на резисте при заданных условиях литографического процесса.

Если для элемента рисунка (например, полосы) известно распределение интенсивности света в некотором сечении плоскости изображения, то его размер (ширину) w^i можно найти как расстояние между точками, где интенсивность уменьшается ниже некоторого порогового уровня. При этом ширина w^i будет нелинейной функцией ширины соответствующего элемента маски w^o . В качестве порога можно взять, например, величину $I_{\text{пор}} = I_0/3$, где I_0 – интенсивность света в плоскости изображения в отсутствие маски.

При уменьшении размера элемента маски w^o освещенность элемента изображения падает, и при значении $w^o < w_{\text{min}}^o$ элемент на резисте не будет проявлен. Минимальное воспроизводимое на резисте значение размера элемента w_{min}^o содержит информацию о критическом размере $w_{\text{кр}}$. Однако величину w_{min}^o нельзя использовать в качестве $w_{\text{кр}}$. Дело в том, что уже при размере элемента изображения $w^i > w_{\text{кр}}$ следует учитывать нестабильность условий экспонирования на воспроизведение деталей на фоторезисте.

В качестве критерия устойчивости изображения предложено условие:

$$|\Delta W^i| = \left| \frac{\Delta w^{\pm}}{w^i} \right| \leq 0.1, \quad (1)$$

где w^i – размер элемента в плоскости изображения, определенный по пороговому уровню интенсивности, а $\Delta w^\pm = w^i(I_0 \pm 10\%) - w^i(I_0)$.

Определение критических размеров, приведенных к плоскости маски и к плоскости изображения, производилось по диаграммам неустойчивости изображения: $\Delta W^i(w^o)$ и $\Delta W^i(w^i)$, как показано на рис. 1, где приведены такие диаграммы для бинарной и фазовой маски со сдвигом фазы на π , состоящих из пары полосок, шириной 200 нм.

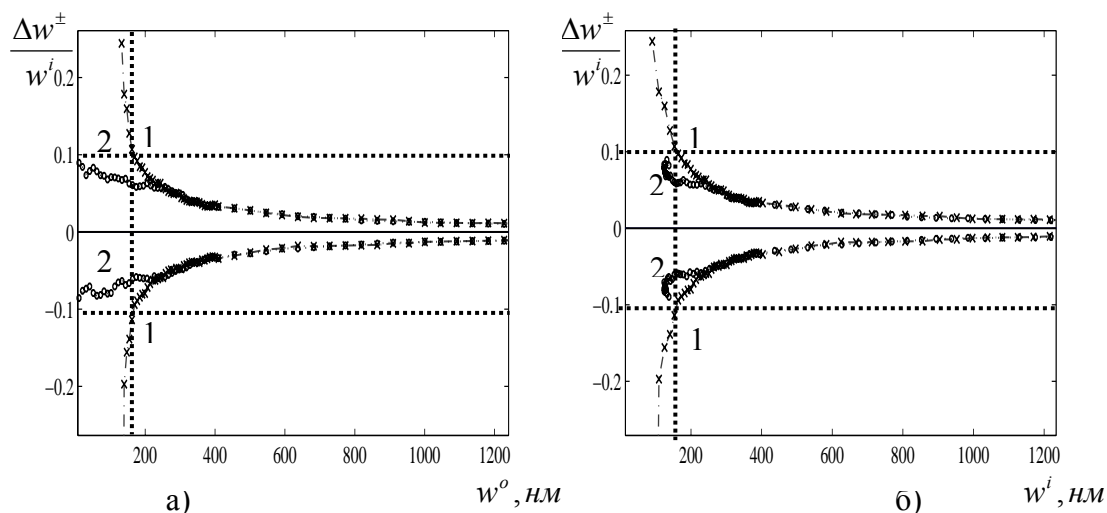


Рис. 1. Кривые неустойчивости для бинарной (кривые 1) и фазовой (кривые 2) маски, состоящей из пары полосок как функции координат на маске (а) и на изображении (б).

Таблица 1. Критические размеры простейших элементов контурного рисунка.

Элемент контурного рисунка	Измеряемый параметр	Критические размеры, нм	
		В области изображения	В области маски
Квадрат	сторона	191	235
Полоска	ширина	163	166
Пара полосок	расстояние	161	167
Пара полосок с фазами 0 и π	между полосками	137	---
Пара полосок с фазами 0 и $\pm 2\pi/3$		116	108

В таблице 1 представлены оценки критических размеров для простейших элементов контурного рисунка (тестовых масок). Расчеты

были проведены для круглого источника освещения на рабочей длине волны $\lambda = 248$ нм при численной апертуре проекционного объектива $NA = 0.6$ и параметре когерентности $\sigma = 0.5$. Отметим, что все полученные критические размеры меньше, чем рабочая длина волны источника освещения.

Численное моделирование показало, что, для многоэлементных масок со сдвигом фазы коэффициента пропускания соседних элементов на π , кривые неустойчивости, соответствующие различным численным апертурам и параметрам когерентности являются устойчивыми, как в плоскости изображения, так и в плоскости маски. Поэтому, определение критического размера в этом случае также проводилось по графику зависимости $w^i(w^o)$.

На рис. 2 приведены графики зависимости оптического контраста (видности) изображения [2] от приведенного размера w^i/λ для бинарных и фазовых масок, состоящих из пары полосок, шириной 200 нм.

Из рисунка видно, что оптический контраст уменьшается с уменьшением приведенного размера w^i/λ . Полученные характеристики контраста могут использоваться для оценки качества оптического изображения, даваемого бинарными и фазовыми фотошаблонами. Увеличение контраста изображения позволяет добиться меньших критических размеров. Однако функциональная зависимость между видностью и критическим размером оказалась довольно сложной и требует дальнейшего изучения.

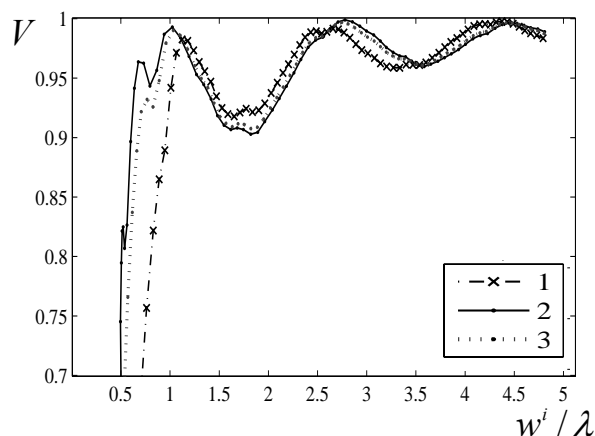


Рис. 2. Зависимость видности от приведенного размера w^i/λ для бинарной (кривая 1) и фазовых масок со сдвигом фазы на π (кривая 2) и на $\pm 2\pi/3$ (кривая 3).

ЛИТЕРАТУРА

1. Г.В. Белокопытов, Ю.В. Короткова // Тр. VII Межд. Конф. «Прикладная оптика-2006», СПб., 2006. Т. 3. С. 29.
2. Е.И. Бутиков “Оптика”, СПб.: Невский диалект, 2003.

КОГЕРЕНТНЫЙ ЭФФЕКТ БЛИЖНЕГО ПОЛЯ ТЕПЛОвого МИКРОВОЛНОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НАГРЕТОГО ТЕЛА

Ю.Н. Барабаненков¹, М.Ю. Барабаненков²

¹ *Институт радиотехники и электроника РАН, Москва*

² *Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов РАН, Черноголовка. Моск. обл.*

1. В 1953 С.М. Рытов теоретически предсказал наличие составляющей ближнего поля в тепловом излучении поглощающего диэлектрического тела. R. Carminati и J.J. Greffet (1999), разрабатывая теорию Рытова, предсказали существование длинномасштабной пространственной когерентности в ближнем поле светового теплового излучения в свободное пространство из непрозрачного материала, поддерживающего резонансные поверхностные волны, такие как поверхностные плазмоны и поверхностные поляритоны. К.П.Гайкович и др. (2002), исследуя предсказание Рытова экспериментально, рассмотрели зависимость интенсивности принимаемого теплового радиоизлучения поглощающей диэлектрической среды от размера и высоты приемной антенны, в соответствии с представлением о неоднородной волне ближнего поля теплового излучения.

В докладе указывается на возможность существования когерентного эффекта ближнего поля теплового микроволнового излучения пространственно-неоднородно нагретого поглощающего диэлектрического тела. Эффект состоит в том, что пространственная вариация температуры источника обуславливает частичную пространственную когерентность его теплового илучения. Эта когерентность может быть обнаружена в виде своеобразной интерференционной картины, появляющейся при перемещении дифракционной решетки вдоль неоднородно негретой поверхности, например, плоского источника в его ближней зоне. Наше рассмотрение основывается на расширенной оптической теореме (Yu.V. Gulyaev et al, 2005), доказанной для явления эмиссии энергии из неоднородной волны при ее рассеянии диэлектрической структурой, и на модели 1D дифракционной решетки с нитяными (бесконечно тонкими) направляющими этой же работы.

2. Обратимся к упомянутому явлению эмиссии энергии из неоднородной волны ближнего электромагнитного поля при рассеянии этой волны диэлектрической структурой. Мы считаем, что структура расположена между плоскостями $z=0$ и $z=L$ прямоугольной декартовой системы координат x, y, z , и монохроматическая электромагнитная волна, которая может быть неоднородной, падает на граничную плоскость $z=L$,

распространяясь (или ослабевая, если она неоднородная) в отрицательном направлении оси z .

Рассмотрим зондирование неоднородной волны одномерной дифракционной решеткой с направляющими в виде диэлектрических цилиндров. Пусть цилиндры параллельны оси y и периодически расположены вдоль оси x с периодом Λ (см. рис. 1). Неоднородная волна, падающая на плоскость $z=L$, представляется разложением по спектральным порядкам решетки согласно равенству

$$E_y^0(x, z) = \sum_{\nu} \exp \left[i \frac{2\pi\nu}{\Lambda} x - i \sigma(\nu)(z - L) \right] E_y^0(\nu) \quad (1)$$

где $\sigma(\nu) = \sqrt{k_0^2 - (2\pi\nu/\Lambda)^2}$ и спектральные порядки $\nu = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$,

причем для неоднородной волны выполняется условие $2\pi|\nu|/\Lambda > k_0$.

Пронумеруем эти спектральные порядки неоднородных волн по мере их возрастания как $n_1, n_2 = n_1 + 1, \dots$. Чем выше номер спектрального порядка неоднородной волны, тем быстрее убывает ее амплитуда при удалении от плоскости отсчета $z=L$. На этом основан подход дистанционно – пространственной спектроскопии неоднородной волны. При этом подходе изменяется расстояние между решеткой и плоскостью отсчета неоднородной волны. На другом наблюдении основан метод интерференционно-пространственной спектроскопии, когда решетка передвигается вдоль плоскости отсчета неоднородной волны. Поясним метод интерференционно-пространственной спектроскопии на конкретном примере.

3. Пусть неоднородная волна (1) порождается плоским источником теплового излучения. Такой источник реализуется как тонкий абсолютно черный слой с периодическим распределением температуры вдоль слоя согласно равенству, $T(x)/T_0 = \sum_{\nu} \exp(i 2\pi\nu x/\Lambda) F_{\nu}$. Зондируем излучающий

слой дифракционной решеткой с направляющими в виде нитей, когда радиус каждого цилиндра стремится к нулю, а его диэлектрическая проницаемость стремится к бесконечности так, что их произведение остается постоянной величиной, и измеряем эмиссию из неоднородной волны при заданном расстоянии между слоем и решеткой и при переменном положении решетки в плоскости, параллельной слою. Полагаем $F_{\nu} = |F_{\nu}| \exp(i\nu\varphi_0)$. В этом случае распределение температуры вдоль нагретого слоя представляется в виде разложения в ряд по косинусам $2|F_{\nu}| \cos \left[\left(\frac{2\pi}{\Lambda} \right) \left(x + \frac{\varphi_0 \Lambda}{2\pi} \right) \right]$ с амплитудами $2|F_{\nu}|$ и параметром рассогласования φ_0 между позициями максимумов косинусов и позициями

направляющих решетки (рис. 1). Мы удерживаем далее в (1) только два спектральных порядка неоднородных волн с $n_1 = 1$ и $n_2 = 2$ и принимаем во внимание только первую косинус гармонику в распределении температуры. После описанных упрощений интенсивность эмиссии энергии неоднородной волны ближнего поля нагретого слоя через дифракционную решетку дается выражением, $I(ev) = T_0(d_1^2 + d_2^2 + 2d_1d_2|F_1|\cos\varphi_0)$, где $d_k = \exp(\sigma_k L) / \sigma_k$ с $k = 1, 2$. Эта простейшая интерференционная картина для интенсивности эмиссии энергии неоднородной волны ближнего поля, порожденного тепловым излучением нагретого проводящего слоя с периодическим распределением температуры, через 1D дифракционную решетку изображена на рис. 1. Уравнение для $I(ev)$ описывает эту интерференционную картину в зависимости от параметра рассогласования между периодическим распределением температуры и положением решетки. Это уравнение аналогично известному в оптике уравнению для интерференции частично когерентных световых пучков, причем величина $|F_1|$ выступает в качестве степени когерентности неоднородных волн двух спектральных порядков.

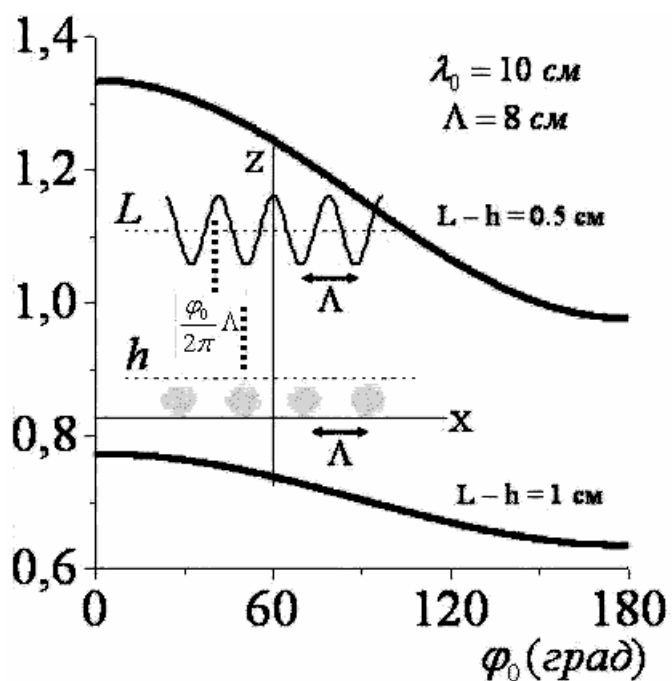


Рис. 1. Схема интерференционно-пространственной спектроскопии неоднородной волны ближнего поля теплового излучения неравномерно нагретого тонкого проводящего слоя. Сплошные кривые - рассчитанная по уравнению для $I(ev)$ интенсивность эмиссии энергии неоднородной волны в зависимости от рассогласования позиций максимумов косинусов и направляющих нитяной решетки.

МЕТОД СИНТЕЗА ШИРОКОПОЛОСНЫХ МНОГОМОДОВЫХ ВОЛНОВОДНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

Д.И. Соболев, Г.Г. Денисов

Институт прикладной физики Российской академии наук

1. Введение

В настоящее время актуален ряд приложений, требующих наличие линий передачи СВЧ-излучения, обладающих высокой эффективностью в сравнительно широкой полосе рабочих частот. К таким приложениям относятся, например, радары высокого разрешения с требуемой полосой частот 1-4 ГГц, компрессоры импульсов и источники многозарядных ионов, где требуемая ширина полосы достигает 10% рабочей частоты, а также линии передач системы диагностики плазмы, работающих в диапазоне частот до октавы. Несмотря на то, что к настоящему времени разработано несколько относительно успешных методов синтеза многомодовых волноводных компонентов, существующие реализации этих методов на практике являются одночастотными, поскольку включение в расчеты нескольких частот привело бы к существенному увеличению и без того значительных требований к вычислительным ресурсам. Авторами данной работы был предложен относительно быстрый метод синтеза волноводных преобразователей, описанный в [1, 2]. По сравнению с известными, предложенный метод позволил получить существенный выигрыш и в параметрах полученных преобразователей, и в требуемой вычислительной мощности. Целью настоящей работы является модификация ранее предложенного алгоритма для синтеза поверхности многомодовых волноводных элементов, обладающих высокой эффективностью в широкой полосе частот.

2. Алгоритм синтеза волноводных преобразователей для одного значения частоты

Согласно [1], рассмотрим систему линейных дифференциальных уравнений, описывающую распространение волн в нерегулярном волноводе (зависимость от времени $e^{-i\omega t}$):

$$\frac{da_j}{dz} = ih_j(z) \cdot a_j + i \sum_{k \neq j} \kappa_{jk}(z) \cdot a_k, \quad (1)$$

где h_j – волновое число j -той моды, а $\kappa_{jk}(z)$ – коэффициенты связи k -той и j -той волн. Перенормировкой амплитуд всегда можно добиться выполнения соотношения $\kappa_{jk}(z) = \kappa_{kj}^*(z)$, при этом закон сохранения энергии имеет вид $\sum_j |a_j|^2 = 1$.

Зададим на концах преобразователя фиксированной длины два возможных граничных условия: в начале волновода – вектор амплитуд волн $a_j(0)$, соответствующий заданному полю на входе; в конце – желаемый вектор $a_j(L)$. Обозначим распределение волн, полученное с использованием первого граничного условия, как $a_j^{(1)}(z)$, с использованием второго – как $a_j^{(2)}(z)$. В случае, когда профиль волновода обеспечивает полное преобразование начального вектора амплитуд в желаемый, равенство $a_j^{(1)}(z) = a_j^{(2)}(z)$ будет выполнено для всех j и z .

В данном методе на каждом шаге пара взаимодействующих волн (k -тая и j -тая) дает поправку к коэффициентам связи, определяемую разницей двух полученных распределений. В одномерном случае коэффициенты связи представляют собой произведение констант, зависящих от типов и индексов волн, на единственную функцию, характеризующую деформацию (например, кривизну в случае изгиба регулярного волновода):

$$\kappa_{jk}(z) = \gamma_{jk} \cdot f(z) \quad (2)$$

При этом поправка к деформации приобретает следующий вид:

$$\Delta f_{jk}(z) = \frac{\pi}{2L} \operatorname{Im} \left[\frac{a_j^{(1)*} a_k^{(2)} - a_j^{(2)*} a_k^{(1)}}{\gamma_{jk}} \right] \quad (3)$$

В расчетах волноводов с количеством волн, большим двух, поправки от каждой пары взаимодействующих волн складываются. Каждая итерация метода представляет из себя вычисление распределений $a_j^{(1)}(z)$ и $a_j^{(2)}(z)$ при текущем $f(z)$, затем вычисление поправки $\Delta f(z)$ и соответствующего изменения профиля. К настоящему моменту метод реализован и использован на практике для нескольких вариантов деформации поверхности волновода: изогнутого гладкого волновода круглого сечения [1], прямого волновода круглого сечения переменного радиуса (некоторые примеры с результатами экспериментов приведены в [3, 4]), а также для малой двумерной деформации прямого круглого волновода [2].

3. Модификация метода для случая нескольких частот

Одночастотный вариант метода показал себя крайне нетребовательным к вычислительным ресурсам: полное время расчетов для большинства преобразователей составляло десятки секунд на персональном компьютере с процессором тактовой частотой около 2 ГГц, и лишь считанное количество примеров (длиной более 40λ при необходимости учета порядка 100 мод) потребовало более 5 минут. Для достижения широкой частотной полосы волноводных компонентов необходимо включить в расчеты несколько значений частот, лежащих в заданном диапазоне. При этом поправки к профилю, полученные для

различных частот, суммируются. Для сходимости метода необходимо ввести независимые коэффициенты к поправкам на каждой из частот, что обусловлено несколькими причинами. Во-первых, скорость сходимости на заданной частоте зависит от ее значения, поэтому для получения ровной частотной характеристики нужно брать с меньшим весом поправки от тех частот, которые дают лучшую сходимость. Во-вторых, поправка к деформации, полученная для одной частоты, существенно сказывается на работе преобразователя на остальных частотах – например, при наличии только двух близких частот коэффициенты для обеих поправок должны быть уменьшены примерно в два раза по сравнению с одночастотным вариантом, в противном случае процедура синтеза становится неустойчивой. Кроме того, во многих случаях для устранения локальных «провалов» в частотной характеристике полезно корректировать в процессе синтеза как количество используемых в расчетах частот, так и их значения.

4. Синтезированные широкополосные компоненты

Для иллюстрации возможностей метода приведем примеры синтезированных широкополосных компонентов.

1. Преобразователь моды $TE_{1,1}$ гладкого волновода в моду $HE_{1,1}$ гофрированного волновода. Длина преобразователя 18 см, диаметр увеличивается от 5 мм на входе до 16 мм на выходе. В результате многочастотного синтеза был получен преобразователь, эффективность которого превышает 0.99 в диапазоне от 140 до 170 ГГц, что втрое превышает полосу синтезированного одночастотного преобразователя.

2. Преобразователь моды $TM_{0,1}$ во вращающуюся моду $TE_{3,1}$ (более подробно описан в [2]). Длина преобразователя равна 350 мм, диаметр 50 мм, а расчетная полоса частот – от 9.5 до 10 ГГц по уровню мощности 0.95. Кроме численных проверок, к настоящему времени проведены натурные эксперименты с данным преобразователем, в которых он показал соответствующие расчетным характеристики.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г.Г. Денисов, Г.И. Калынова, Д.И. Соболев // Известия ВУЗов. Радиофизика. 2004. Т.47. №8. с.688.
2. Г.Г. Денисов, С.В. Самсонов, Д.И. Соболев // Известия ВУЗов. Радиофизика. 2006. Т.49. №12. с.1056.
3. D.I. Sobolev, A.V. Chirkov, G.G. Denisov, D.A. Lukovnikov, V.I. Malygin // Int. J. of Infrared and Millimeter Waves. 2005. V. 26. No. 7. P. 953.
4. A. Bogdashov, G. Denisov, D. Lukovnikov, Y. Rodin, D. Sobolev and J. Hirshfield // IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques. 2006. V. 54. No.12. P. 4130.

ПРОСТРАНСТВЕННОЕ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОЕ СЖАТИЕ СВЕТА В СУЖАЮЩЕМСЯ ЗОНДЕ ОПТИЧЕСКОГО МИКРОСКОПА БЛИЖНЕГО ПОЛЯ С СУБВОЛНОВЫМ ОТВЕРСТИЕМ

Н.М. Арсланов, С.А. Моисеев

Казанский физико-технический институт КНЦ РАН, Казань, narslan@mail.ru

Техника ближнеполевой оптической микроскопии позволяет возбуждать на выходе субволнового зонда сильно локализованные эванесцентные поля [1], которые при взаимодействии с нанообъектами превращаются в свободно распространяющиеся фотоны (рис. 1). Параметры переизлученных фотонов позволяют получать уникальную информацию о физических свойствах вещества с нанометровым разрешением. Несмотря на наличие ряда теоретических работ [см. ссылки в 1,3,4], описание параметров эванесцентного света на выходе из зонда остается сложной проблемой [1]. Надежное теоретическое решение данной проблемы могло бы позволить определять параметры светового поля эванесцентного светового поля в ближней зоне выходного отверстия зонда при различных параметрах зонда [1] и правильно интерпретировать экспериментальную информацию.

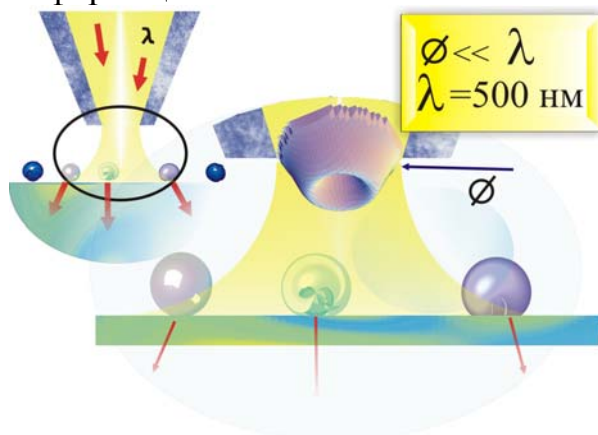


Рис. 1. Ближнеполевая оптическая микроскопия. На выходе из зонда эванесцентный свет имеет сложную пространственную структуру.

Световое поле в выходном сечении зонда изучалось [2] посредством детектирования излучения, рассеянного отдельной молекулой, находящейся в плоскости выходного отверстия зонда. Используя предложенный метод [3,4], в представленной работе было проведено моделирование распространения света в зонде ближнеполевого микроскопа при падении в зонд света с линейной и круговой поляризацией. Данное исследование включало теоретическое определение пространственной структуры светового поля на выходе субволнового зонда и поиск возможности повышения разрешающей способности ближнеполевой оптической микроскопии.

В развиваемом методе световое поле в каждом поперечном сечении сужающегося зонда представляется как набор мод волновода с тем же радиусом $a(z)$, какой имеет зонд в этом сечении:

$$\vec{E}(z) = \sum_{j=-\infty}^{\infty} P_j(z) \vec{E}^j(z), \quad \vec{H}(z) = \sum_{j=-\infty}^{\infty} P_j(z) \vec{H}^j(z). \quad (1)$$

Коэффициенты разложения подчиняются системе дифференциальных уравнений:

$$\frac{dP_j(z)}{dz} - ih_j(z)P_j(z) = \sum_{m=-\infty}^{v=\infty} S_{jm}(z)P_m(z), \quad (2)$$

где коэффициенты связи мод $S_{jm}(z)$ на контуре поперечного сечения "С", проходящем по периметру стенки зонда в данной координате z в цилиндрических координатах:

$$S_{jm}(z) = \frac{a'(z)a(z)}{2h_j(z)[h_j(z) - h_m(z)]} \oint_C d\varphi \left(1 - \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon}\right) (H_z^j H_z^m - H_\varphi^j H_\varphi^m + \varepsilon_0 E_r^j E_r^m), \quad (3)$$

где $\varepsilon_0, \varepsilon$ - диэлектрическая проницаемость сердцевины зонда и металлического покрытия.

Показано, что при больших углах наклона α стенки конического зонда происходит увеличение энергии во второй моде, поэтому интенсивности компонент поля в выходном отверстии можно выразить как:

$$I_z(r, \varphi, z) \sim |P_1(z)|^2 J_0(\alpha_{01}r)^2 + |P_2(z)|^2 J_0(\alpha_{02}r)^2 + 2|P_1(z)P_2(z)| J_0(\alpha_{01}r)J_0(\alpha_{02}r) \cos(\theta_1 - \theta_2), \quad (4)$$

$$I_r(r, \varphi, z) \sim |P_1(z)|^2 J_1(\alpha_{01}r)^2 + |P_2(z)|^2 J_1(\alpha_{02}r)^2 + 2|P_1(z)P_2(z)| J_1(\alpha_{01}r)J_1(\alpha_{02}r) \cos(\theta_1 - \theta_2), \quad (5)$$

где θ_i - фаза i -ой моды.

Для случая возбуждения TM_{11} моды в зонде с конической формой была впервые рассчитана пространственная структура TM_{1m} света (рис. 2) в ближней зоне выходного отверстия зонда, которая хорошо описывает экспериментальные данные измерения интенсивности света на выходе [2].

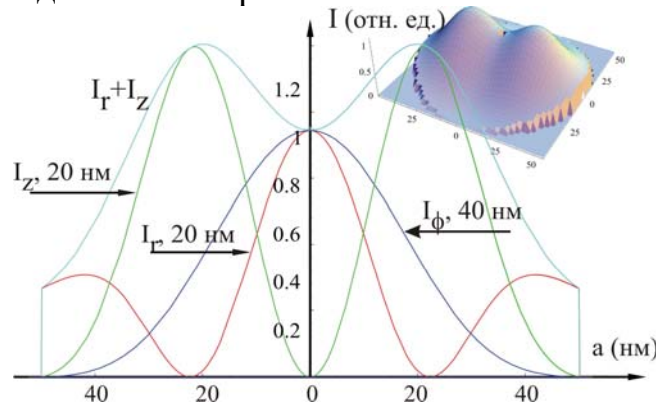


Рис. 2. Пространственная структура TM_{1m} света на выходе из зонда с углом наклона $\alpha = 30^\circ$ с $\varepsilon = -34.5 + 8i$, $\varepsilon_0 = 2.16$, $\lambda_0 = 500$ нм, $a_1(0) = 500$ нм, $a_2(L) = 50$ нм при длине зонда $L = 450$ нм. Стрелкой обозначена ширина интенсивности на полувысоте (в отн. ед.).

Для случая возбуждения TM_{01} моды в зонде с конической формой при достижении α к $71^\circ-76^\circ$, интерференция мод приводит к резкому пространственному сжатию светового поля (рис. 3), которое приобретает вид узкой кольцевой структуры с шириной $d \approx 20$ нм. Для сравнения отметим, что достижение такого пространственного сжатия поля уменьшением диаметра выходного отверстия от $D_1=100$ нм до $D_2=20$ нм приведет к уменьшению коэффициента прохождения света в $\sim (D_1 / D_2)^4 = 625$ раз [1].

Используя современные экспериментальные методы [1], можно контролировать расстояние δz между поверхностью и зондом с точностью до единиц нанометров. При достаточно малом расстоянии $\delta z \ll \lambda$ световое поле на поверхности практически совпадает со световым полем в выходном отверстии зонда [2]. В этом случае разрешающая способность в пространственных измерениях свойств молекул на поверхности вещества [1] будет определяться шириной пиков интенсивности поля. Представленные в настоящей работе результаты указывают на возможность экспериментов по ближнеполевой оптической микроскопии с гораздо большим ($\geq 10^2$) пространственным разрешением. Использование предсказываемого сверхсильного пространственного сжатия светового поля для изучения свойств отдельных нанобъектов на поверхности твердых тел является темой будущих исследований.

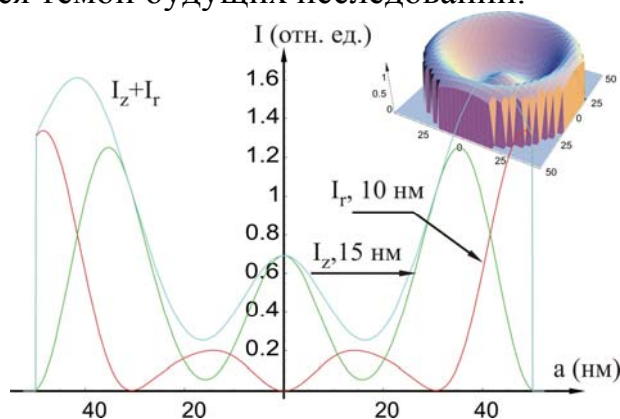


Рис. 3. Пространственная структура интенсивности TM_{0m} светового поля на выходе из зонда с углом наклона $\alpha = 75^\circ$, $\lambda_0 = 500$ нм, $a_1(0) = 500$ нм, $a_2(L) = 50$ нм в отн. ед.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Hecht et al. // J. Chem. Phys. 2000. V. 112. P. 7761.
2. E. Betzig, J.K. Trautman // Science 1992. V. 257. P 189.
3. N.M. Arslanov // J. Opt. A: Pure Appl. Opt. 2006. V. 8. P. 338.
4. N.M. Arslanov, S.A. Moiseev // J. Opt. Soc. Am. A 2007. V. 24. P. 831.

ИНТЕНСИВНОСТЬ ПЕРЕИЗЛУЧЕНИЯ ВЫСШИХ ГАРМОНИК В ДИСКОВЫХ МИКРОПОЛОСКОВЫХ РЕКТЕННАХ

В.Л. Саввин, Ян Чунь

Московский Государственный университет им. М.В. Ломоносова

Для приема и преобразования энергии микроволн в системах беспроводной передачи энергии перспективны полупроводниковые ректенны с дисковыми микрополосковыми антеннами [1].

Дисковая микрополосковая антенна (ДМА) представляет собой двухслойную композицию круглой формы из тонкого металлического диска и диэлектрической подложки, нанесенную на плоскую металлическую поверхность (см. рис. 1). Резонансные частоты круглой ДМА можно определить из решений уравнения

$$J'_n(k_n a) = 0, \quad (1)$$

$$k = 2\pi f_o \sqrt{\varepsilon \varepsilon_o \mu_o}, \quad (2)$$

где $J'_n(k_n a)$ - производная функции Бесселя первого рода n -го порядка, a - радиус круглого диска, f_o - рабочая частота, ε - относительная диэлектрическая проницаемость подложки, ε_o, μ_o - диэлектрическая и магнитная проницаемость вакуума.

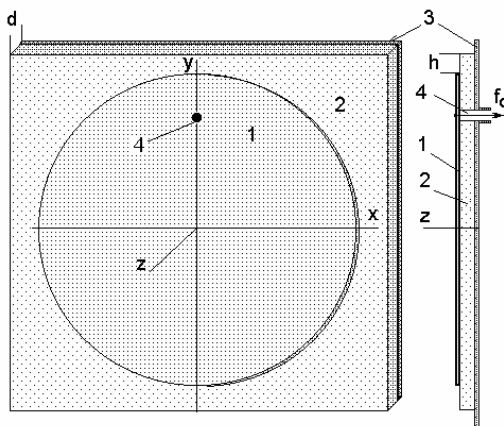


Рис. 1 Дисковая микрополосковая антенна, 1- металлический диск, 2- диэлектрическая подложка, 3- металлический отражатель, 4- коаксиальный вывод.

Радиус диска выбирался из условия резонанса для основной моды TM_{11} на рабочей частоте f_o . Как следует из решения уравнений (1-2) резонансные частоты круглой ДМА для других мод не совпадают с частотами кратных гармоник рабочей частоты f_o , возникающих в процессе выпрямления на диоде. Поэтому интенсивность переизлучения на частотах кратных гармоник у ректенн с ДМА будет существенно ниже, чем у ректенн с полуволновым диполем.

Приведены результаты моделирования приемной ректенны с

дисковой микрополосковой антенной. Шаг сетки по осям X и Y выбрался автоматически, в зависимости от изменений граничных условий, и обеспечивал необходимую точность численных вычислений. Минимальное значение шага сетки равнялось 0,08мм. Максимальное общее число ячеек сетки превышало 1,5 млн. В докладе приведены результаты расчета диаграммы направленности ДМА в дальней зоне для рабочей частоты $f_o = 2,45$ ГГц.

Необходимо отметить симметричность и значительную угловую ширину (более 80° по уровню -3 дБ) диаграммы направленности ДМА [2]. Максимальное расчетное значение направленности дисковой антенны составило 7,0 дБ. Рассчитанное значение КПД антенны достигает 84% и ограничено потерями в диэлектрике. Распределение плотности тока по поверхности диска антенны для доминантной моды TM_{11} на частоте 2,45 ГГц представлено на рис. 2.

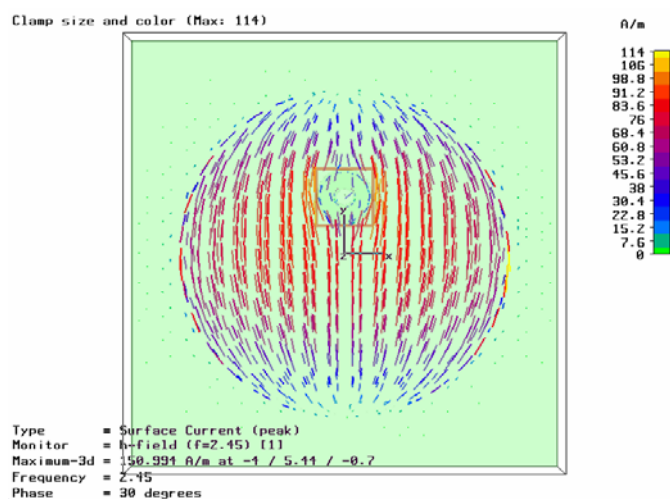


Рис. 2. Распределение плотности тока на поверхности ДМА ($f_o = 2,45$ ГГц).

Амплитудное значение плотности тока в центре антенны составляет около 88 А/м для выбранного уровня мощности на рабочей частоте. В области коаксиального вывода наблюдается искривление линий тока на поверхности диска.

Результаты расчета плотности тока по поверхности диска антенны для удвоенного значения рабочей частоты ($f_1 = 2 \times f_o = 4,9$ ГГц) подтверждают, что на удвоенной частоте f_1 возбуждается, главным образом, мода TM_{01} . Линии тока направлены, в основном, по радиальным направлениям от центра антенны. Однако из-за разницы между частотой возбуждения и резонансного значения частоты для моды TM_{01} амплитуда плотности тока на поверхности диска не превышает уровня 22 А/м, т.е. в четыре раза ниже уровня для частоты $f_o = 2,45$ ГГц. Тем самым подтверждается предположение о подавлении переизлучения кратных гармоник рабочей частоты в дисковой микрополосковой антенне.

Рассчитаны изменения амплитуды поля на удвоенной частоте при введении щелевых отверстий на поверхности диска. Распределение линий тока на поверхности ДМА со щелями, возбуждаемых на частоте $f_o = 2,45$ ГГц, показывает, что введение дополнительных щелей в диск антенны не вносит значительных изменений в распределение тока на поверхности антенны на рабочей частоте. Амплитудное значение плотности тока практически не изменилось и осталось на уровне 88 А/м, несмотря на некоторое несоответствие выбранного радиуса кривизны щелей форме линий тока. Таким образом, введение щелей не скажется на интенсивности моды TM_{11} , возбуждаемой на рабочей частоте f_o .

На рис. 3 показано распределение плотности тока на удвоенной частоте 4,9 ГГц. В области антенны, где щели пересекали радиальные линии тока для моды TM_{01} , плотность тока падает практически до нуля. Максимальный уровень плотности тока наблюдается в районе коаксиального вывода и не превышает уровня 5,6 А/м, т.е. практически в четыре раза ниже по сравнению с уровнем для антенны без щелей.

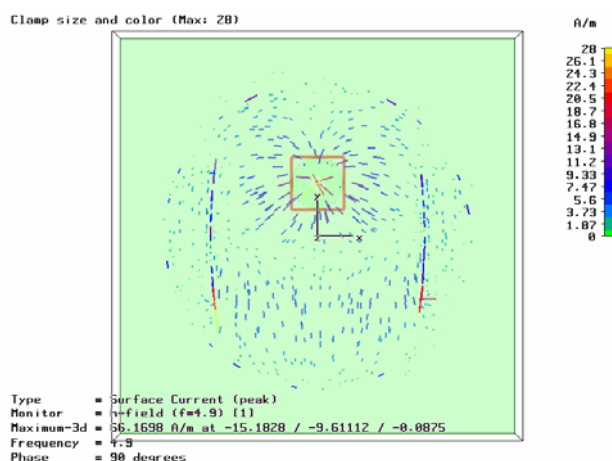


Рис. 3. Распределение линий тока на поверхности антенны ДМА со щелями на удвоенной частоте 4,9 ГГц.

Таким образом, проведенное моделирование показало, что введение в конструкцию антенны щелей, направленных вдоль линий тока для основной моды, дает возможность заметно (в четыре раза) уменьшить интенсивность возбуждения антенны на удвоенной частоте по сравнению с обычной ДМА.

ЛИТЕРАТУРА

1. К. Itoh, Т. Ohgane, Y. Ogawa //Space Power. 1986. V. 6. No. 3. P. 193.
2. Ян Чунь, В.Л. Саввин “Моделирование дисковых микрополосковых ректенн” Препринт Физического факультета МГУ. 2006. № 14.

ОПТОЭЛЕКТРОННЫЕ ЖИДКОКРИСТАЛЛИЧЕСКИЕ ЭЛЕМЕНТЫ С УПРАВЛЯЕМОЙ ДИФРАКЦИЕЙ

А.А. Казак, Е.А. Мельникова, А.Л. Толстик
Белорусский государственный университет

Уникальные свойства жидко-кристаллических элементов (тонкие оптические слои, низкие рабочие напряжения, дешевизна изготовления) привлекают пристальное внимание на протяжении нескольких последних десятилетий как научных исследователей, так и промышленных фирм. Наряду с традиционными сферами использования жидко-кристаллических (ЖК) элементов (индикаторы, модуляторы света) в последнее время анализируются пути создания управляемых элементов дифракционной оптики.

Целью настоящей работы является создание и исследование управляемых дифракционных элементов на основе нематического жидкого кристалла, активированного полиметиновым красителем, и фотополимерного композита.

Для проведения экспериментальных исследований была изготовлена ЖК-ячейка, устройство которой представлено на рис. 1, а. Ячейка состояла из двух стеклянных пластин 1, на которые в качестве ориентирующего покрытия наносился тонкий слой поливинилового спирта (ПВС) 2. Пленка нематического жидкого кристалла 4 (НЖК-807), активированного полиметиновым красителем (ПК) 5, изготавливалась путем заполнения в вакуумной камере промежутка между предварительно натертыми ПВС поверхностями.

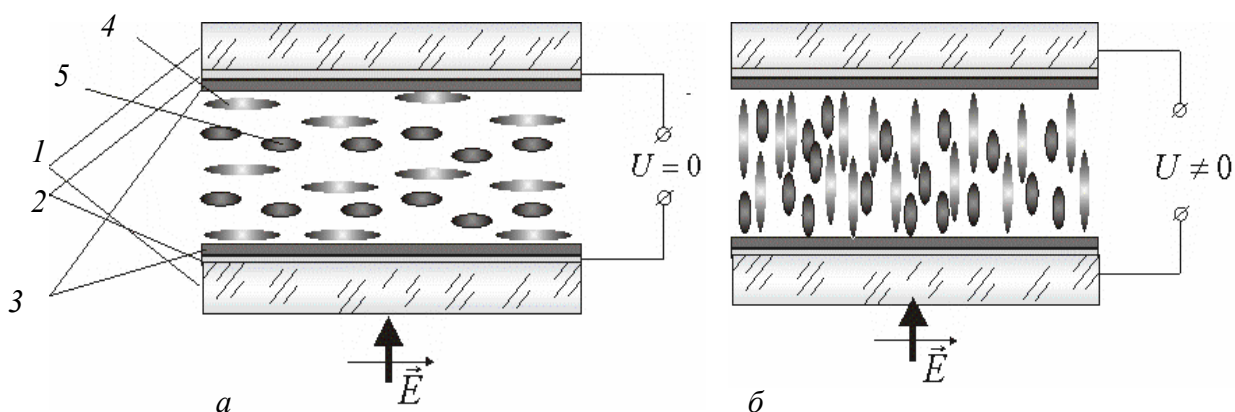


Рис. 1. ЖК-ячейка: 1-стеклянные подложки. 2-ПВС, 3- прозрачные электроды, 4-НЖК, 5- краситель: а - ориентация молекул в отсутствии электрического поля, б – при подаче напряжения.

В зависимости от взаимной ориентации дипольного момента резонансного перехода молекулы и вектора поляризации возбуждающего излучения определяется коэффициент поглощения активированного

красителем ЖК-слоя. Исходная ориентация молекул жидкого кристалла была планарной. В работе экспериментально исследовалась зависимость оптической плотности ЖК композита (толщина ячейки – 100 мкм) от угла поворота директора ЖК относительно вектора поляризации падающего излучения (рис. 2,а). В качестве источника поляризованного излучения использовалась вторая гармоника лазера на иттрий-алюминиевом гранате (длина волны излучения 532 нм, длительность импульса 20 нс). При изменении ориентации ЖК и, соответственно, дипольного момента резонансного перехода молекул красителя с перпендикулярной по отношению к вектору поляризации излучения на параллельную, оптическая толщина среды изменялась от 1,55 до 1,8.

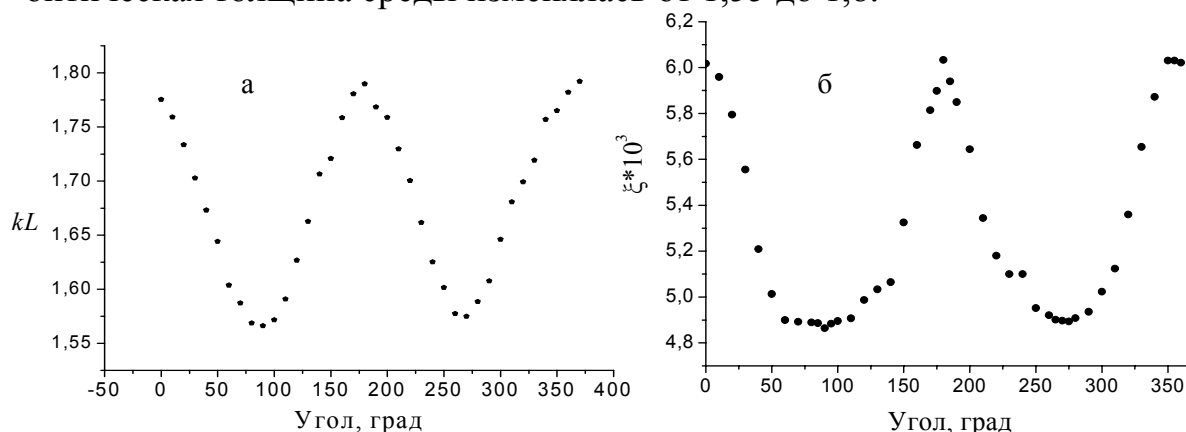


Рис. 2. Зависимости оптической толщины ЖК композита (а) и дифракционной эффективности (б) от угла ориентации директора ЖК относительно вектора поляризации падающего излучения.

Для исследования возможности управления дифракцией в активированном ЖК-слое осуществлялась запись динамических голограмм по классической схеме четырехволнового взаимодействия. Динамическая голограмма, записанная одной из волн накачки и сигнальной волной, считывалась другой волной накачки. В результате взаимодействия в ЖК-ячейке индуцировалась обращенная волна, распространяющаяся навстречу сигнальной волне. На рис. 2, б представлена зависимость дифракционной эффективности динамической голограммы от угла ориентации директора ЖК. Как видно, изменение взаимной ориентации дипольного момента молекул красителя и вектора поляризации излучения привело к изменению дифракционной эффективности динамической голограммы в 1,3 раза.

С целью управления оптическими свойствами ЖК-слоя был изготовлен электрически управляемый дифракционный элемент (рис. 1). На стеклянные подложки наносился прозрачный электрод из окиси индия 3. Начальная ориентация директора ЖК была планарной (рис.1, а). При подаче напряжения директор ЖК стремился ориентироваться вдоль направления электрического поля (переход Фредерикса), и

соответственно, молекулы красителя также перестраивались (рис.1, б). Экспериментально исследована зависимость дифракционной эффективности, записанной в ЖК-слое динамической голограммы, от приложенного к ячейке электрического напряжения. Использование управляющего напряжения позволило изменять величину дифракционной эффективности в 1,6 раза.

С целью оптимизации конструкции дифракционных элементов проанализирована возможность использования фотополимерных композитов, позволяющих осуществлять модуляцию показателя преломления ЖК слоя и формировать тонкие фазовые дифракционные решетки. Разработан и создан электрически управляемый жидкокристаллический дифракционный элемент, начальная модуляция показателя преломления которого осуществляется посредством пространственной ориентации молекул ЖК фотополимерным ориентирующим покрытием в соответствии с пространственной структурой предварительно засвечивающего его светового поля. На рис. 3 приведены значения дифракционной эффективности ЖК ячеек, изготовленных при различной начальной ориентации ЖК слоя (S- и T-деформация) и для различных материалов ориентирующего покрытия (ПВС и фотополимер). Видно, что наиболее предпочтительной является использование T-деформации, позволяющей для ПВС-ориентанта получить значения дифракционной эффективности в первый порядок на уровне 20% (■), в то время, как для S-деформации значения не превышали 4% (▲). Наилучшие результаты достигнуты при использовании фотополимера (◆), для которого значения дифракционной эффективности были близки к предельному значению для тонких фазовых голограмм (~30%).

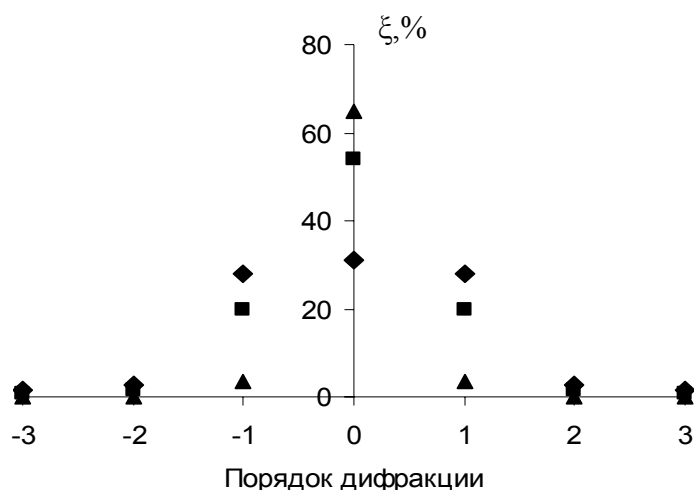


Рис. 3. Дифракционная эффективность ЖК ячеек, изготовленных при различной начальной ориентации ЖК слоя: S- (▲) и T-деформация (■, ◆) и для различных материалов ориентирующего покрытия: ПВС (▲, ■) и фотополимер (◆).

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ МЕЛКОМАСШТАБНЫХ ЗАМИРАНИЙ РАДИОСИГНАЛА И МНОГОЛУЧЕВОГО РАСПРОСТРАНЕНИЯ РАДИОВОЛН В ЗДАНИЯХ

Е.А. Пухов, А.Ф. Королев, А.В. Турчанинов
Физический факультет МГУ им Ломоносова

Целью данной работы является экспериментальное изучение характеристик канала распространения радиоволн в зданиях как основа для создания методов его моделирования и повышения эффективности сетей межкомпьютерного обмена.

В работе проведен анализ основных характеристик канала распространения радиоволн на основе современных стандартов беспроводной передачи информации. Выделены основные физические явления, являющиеся наиболее существенными для канала передачи информации в помещениях, среди которых главное место занимают процессы пространственных замираний на трассе распространения сигнала. В работе не рассматриваются временные замирания, то есть не рассматривается перемещение объектов в зоне распространения сигнала. Под быстрыми (мелкомасштабными) замираниями понимаются значительные (порядка 10 дБ) изменения амплитуды и фазы сигнала, возникающих при небольших изменениях (порядка половины длины волны) расстояния между передатчиком и приемником или перемещением различных других объектов на трассе распространения. Медленное или крупномасштабное замирание отражает среднее ослабление мощности сигнала и вариации среднего уровня сигнала при распространении на большие расстояния много больше длины волны [1].

Методы исследования (моделирования) радиоканала разделяют обычно на 3 группы:

1) Детерминированный метод – изучение характеристик радиоканала с рассмотрением элементов среды с выделением отдельных трасс распространения сигнала.

2) Статистический метод – Изучение характеристик радиоканала с учетом случайного характера распределения неоднородностей, приводящего к вероятностному характеру распределения поля.

3) Комбинированный метод реализуется тогда, когда одни эффекты описываются детерминированным образом, другие статистическим [2].

Проведено сравнение современного программного обеспечения используемого для моделирования распространения радиосигнала внутри помещений. Проанализированы статистические и детерминированные методы моделирования радиоканала. Обнаружено, что все такие программы не имеют возможности описывать мелкомасштабные замирания на трассе распространения сигнала. Ведется работа над

созданием собственного комбинированного детерминировано-статистического метода, позволяющего предсказывать мелкомасштабные замирания сигнала, а также создание адекватных методов статистической обработки экспериментальных результатов.

В ходе исследований реализованы два основных метода измерения уровня сигнала в пространстве:

- 1) Пространственные измерения уровня сигнала в непрерывном режиме
- 2) Пространственное измерение профиля задержек импульсного сигнала

Первый способ направлен на изучение эффекта мелкомасштабных замираний, второй – на измерение передаточной характеристики канала и производных величин [3].

Создан программно-аппаратный комплекс обработки результатов эксперимента, состоящий из цифрового осциллографа и программы цифровой сигнальной обработки, написанной в среде MATLAB. Для анализа и визуализации пространственных данных применен аппарат геоинформационной системы ArcGIS. Как было показано в работе, данный комплекс позволяет исследовать широкий спектр физических характеристик среды.

Экспериментально получено пространственное распределение поля при измерении в непрерывном режиме на частоте 263 МГц. Измерена диаграмма направленности используемых антенн с целью выяснения влияния симметрирующего устройства.

Применен метод усреднения пространственного распределения с помощью «окон» с целью разделения эффектов пространственных вариаций по их масштабу. Данный метод позволил с помощью последовательной обработки результатов эксперимента перейти к статистическим закономерностям, описывающим пространственный характер затухания среднего значения сигнала.

Проведено сравнение экспериментально полученных пространственных вариаций поля с моделью, рассчитанной на основе САПР Microwave Studio. Получено совпадение амплитуды с точностью 4дБ и масштаба вариаций с точностью 0.4м.

Экспериментально получены, обработаны и проанализированы профили временных задержек в диапазоне несущих частот 220-280МГц при наличии и отсутствии линии прямой видимости. При отсутствии линии прямой видимости наблюдается большее количество трасс распространения чем при ее наличии. Хорошо различимые задержки импульсов согласуются с рассчитанными в модели геометрической оптики с точностью до погрешностей метода. небольшие изменения положения приемника и передатчика приводят к радикальному изменению многолучевой картины распространения радиоволн. Введено понятие

«область образования задержек» - геометрическое место точек, ограничивающую область, в пределах которой формируются описанные выше профили задержек. Выяснено, что эта область имеет форму эллипсоида вращения. Использование данной области позволяет отделять объекты, существенные для распространения радиоволн от тех объектов, влияние которых несущественно.

Эти и другие результаты позволили сделать вывод о возможности описания распространения радиосигнала внутри помещений теми же моделями что и в городской среде с учетом очень сильных пространственных замираний.

Проведены экспериментальные исследования с использованием каналообразующего оборудования фирмы CISCO в диапазоне частот 2400-2500 МГц. Было выполнено усреднение линейного распределения поля с помощью окон разной величины. В результате серии экспериментов были найдены 4 параметра, описывающие закономерности пространственного распределения сигнала вне зависимости от конкретных условий проведения эксперимента (отсутствие или наличие линии прямой видимости приемника передатчиком). Два параметра относятся к мелкомасштабным замираниям, которые являются по сути детерминированными характеристиками, другие два параметра описывают затухание среднего значения уровня сигнала (без учета замираний) по статистической логарифмической модели. Существование таких характеристик позволяет надеяться в будущем построить конкретные комбинированные модели, с достаточной степенью точности описывающие распространение радиосигнала внутри помещений.

ЛИТЕРАТУРА

1. Н Bertoni «Radio propagation for modern wireless systems» Prentice Hall PTR, 2000
2. Л.И. Пономарев, Т.Л. Манкевич // Успехи современной радиоэлектроники. 1999. №8. С.45.
3. Бернад Скляр «Цифровая Связь» Москва: «Вильямс», 2003

ОТРАЖЕНИЕ ОТ НЕЛИНЕЙНОГО ФОКУСА В КЕРРОВСКИХ СРЕДАХ

О. Хасанов, Г. Русецкий, Т. Смирнова, О. Федотова, А. Сухоруков*,
А. Афанасьев**

ОИФТТП НАНБ, П.Бровка 19, Минск 220072, Беларусь

**Физический факультет МГУ, Ленинские Горы, Москва 119992, Россия*

***ИФ НАНБ, Пр-т Независимости 68, Минск 220072, Беларусь*

При распространении мощных фемтосекундных импульсов в диэлектрических средах с керровской нелинейностью конкуренция процессов самофокусировки и дефокусировки, обусловленной электронной плазмой, приводит к формированию долгоживущих филаментов, обеспечивающих распространение излучения на предельно большие расстояния. Благодаря этому свойству мощных импульсных пучков фемтосекундной длительности, получившему теоретическое описание и экспериментальное подтверждение, возникают хорошие перспективы их использования в методах удаленной диагностики атмосферы, лазерной микрообработки и ряде других практических задач. Распространение излучения сопровождается нелинейными изменениями параметров среды, как, например, показателя преломления, вдоль оси распространения и в поперечной плоскости. На продольных оптических неоднородностях происходит самоотражение падающего импульса, о котором в настоящее время практически нет информации, кроме разрозненных данных. В то же время развитие вышеупомянутых методов удаленной диагностики в значительной степени сдерживается отсутствием детальной информации об отраженной волне. Считается, что она мала, но, как известно, даже малые возмущения могут в корне изменить характер распространения мощной прямой волны. Более того, требуются методы, позволяющие визуализировать и характеризовать обратную волну и оценить ее интенсивность. Возникает вопрос о ее роли в других наблюдаемых эффектах, например, генерации суперконтинуума [1]. Нужна информация обо всех возможных линейных (обратное рассеяние Рэлея–Ми) и нелинейных механизмах отражения. Наконец, нужны детальные данные о нелинейной динамике как отраженной волны, так и связанного состояния падающей и отраженной волн. В настоящей работе делается попытка детального исследования отражения от нелинейного фокуса. Представлены результаты по поведению ширины пучка обратной волны, по характеру изменения ее интенсивности в области нелинейного фокуса и во всем образце. Обсуждаются спектральные свойства прямой и отраженной волн.

Анализ проблемы проводился на основе разработанной ранее теоретической модели [2-3], в рамках которой получена система дифференциальных для прямой (ПВ) и обратной волн (ОВ).

Моделирование процесса отражения от нелинейного фокуса в нестационарном случае проводилось путем численного решения указанной системы дифференциальных уравнений с учетом полученных законов сохранения. Для более детального анализа поведения ОВ решалась также самосогласованная система дифференциальных уравнений для ширины пучка как ПВ, так и ОВ, фазы ПВ и ОВ, а также амплитуды ОВ. Форма огибающей падающего пучка на входе в среду предполагается гауссовой. Анализ проводился при отношении α его входной мощности к критической от 8 до 50. Ширина пучка ПВ на входе варьировалась в пределах $10 \div 50$ мкм, длина волны $\lambda=800$ нм, длительность импульса $70 \div 100$ фс. При расчетах использовались параметры среды для плавленого кварца. Влиянием сопровождающих процессов, таких, как дисперсия групповой скорости, ионизация, формирование плазмы свободных электронов, для простоты пренебрегаем. Рассматривались случаи, когда влиянием ОВ на ПВ можно пренебречь (приближение заданной волны), а также их взаимного влияния.

В результате анализа установлена следующая сравнительная динамика пучков ПВ и ОВ (Рис.1). Если минимальная ширина фокусируемого пучка ПВ в окрестности нелинейного фокуса $z=d$ порядка длины волны λ , то диаметр ОВ становится минимальным на расстоянии $\sim 5\lambda$ от фокуса (Рис.2). В этой области интенсивность ОВ максимальна. Слабая фокусировка ОВ в указанной области связана с тем, что нелинейная длина в точке фокуса, задаваемая ПВ, оказывается существенно меньше дифракционной длины ОВ. При удалении ОВ от фокуса d наблюдается значительная ее дефокусировка, обусловленная тем, что нелинейная длина становится больше дифракционной длины ОВ. Степень увеличения радиуса пучка ОВ в процессе дефокусировки зависит от параметра α . При $\alpha \sim 8$ может наблюдаться слабая фокусировка при приближении пучка ОВ к входной плоскости образца (см. Рис. 1).

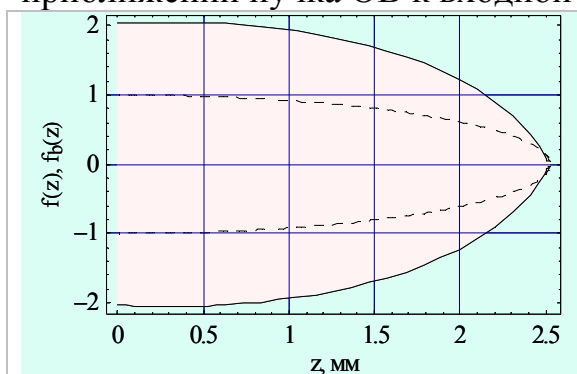


Рис.1. Зависимость диаметра прямой (пунктир) и обратной волн (сплошная линия) вдоль оси распространения:

$\alpha = 8,1$, $\lambda=800$ nm, $a_0=0,02$ nm,
 $P_0=3 \cdot 10^6$ W, $n_1=1.45$

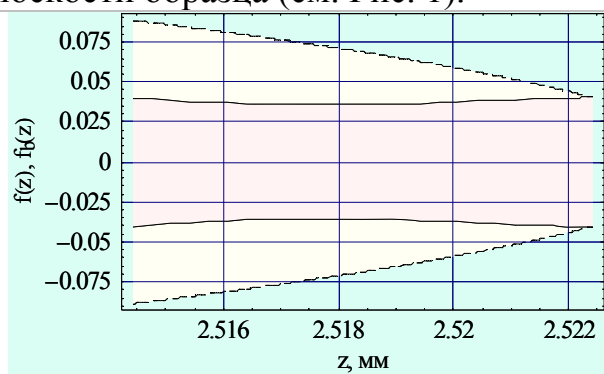


Рис. 2. Поведение диаметра прямой (пунктир) и обратной волн (сплошная линия) вблизи нелинейного фокуса

Следует отметить, что радиус пучка ОВ может быть сравним с радиусом ПВ. При этом интенсивность ОВ может достигать величин, достаточных для регистрации фотоприемником.

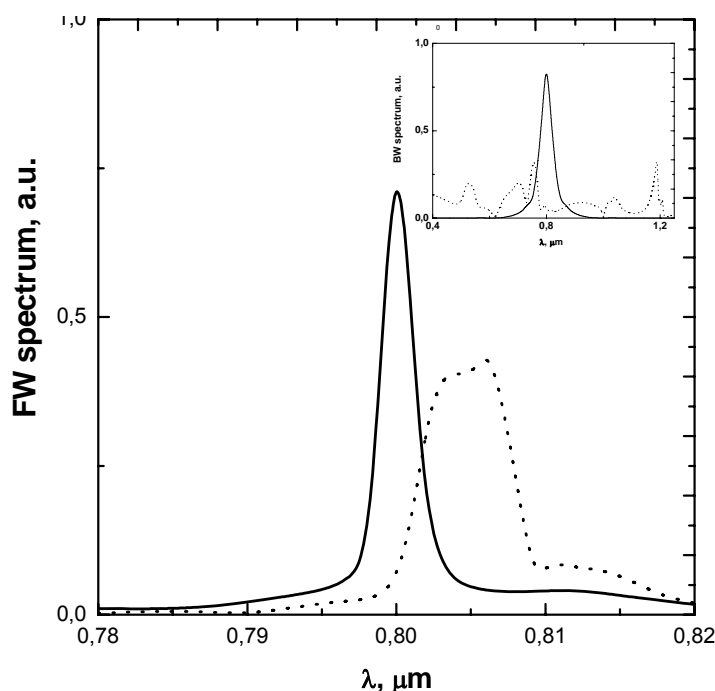


Рис. 3. Численно исследовалось поведение спектра ПВ и ОВ при отражении от нелинейного фокуса. Как известно, при самофокусировке импульсных пучков в квазистационарном случае [4] в условиях мгновенного нелинейного отклика наблюдается тенденция к сжатию импульса при распространении.

В работе численно исследовалось поведение спектра ПВ и ОВ при отражении от нелинейного фокуса. Как известно, при самофокусировке импульсных пучков в квазистационарном случае [4] в условиях мгновенного нелинейного отклика наблюдается тенденция к сжатию импульса при распространении.

Происходит значительное уширение спектра ПВ по мере ее распространения со смещением максимума в красную область (Рис.3). Как показывают расчеты, максимальное уширение

спектра в точке нелинейного фокуса растет с ростом α и при определенных условиях достигает 5 октав.

Спектр ОВ по сравнению с ПВ простирается на значительно большие интервалы как в синюю, так и в красную области частот (Рис.3, вставка), что свидетельствует о генерации суперконтинуума. Обсуждается природа значительного спектрального уширения ПВ и ОВ.

ЛИТЕРАТУРА

1. J. Yu, D. Mondelain, G. Ange, R. Volk, S. Niedermeier, and J. P. Wolf J. Kasparian and R. Sauerbrey // Opt. Lett. 2001. V. 26, No. 8. P. 533.
2. А.П. Сухоруков, Р.Г. Майоров, А.В. Чурилова, Ф. Микелотти // Изв. РАН, Сер. Физ. 2001. Т. 65. № 4. С. 566.
3. О.Х. Хасанов, Т.В. Смирнова, О.М. Федотова, А.П. Сухоруков, Н.Ю. Вислобоков // Изв. РАН. Сер. Физ. 2006. Т. 70, № 12. С. 1740.
4. С.А.Ахманов, В.А.Вислоух, А.С.Чиркин "Оптика фемтосекундных лазерных импульсов" М.: "Наука" 1988.

САМОКМПРЕССИЯ МОЩНОГО ФЕМТОСЕКУНДНОГО ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА ПРИ ФИЛАМЕНТАЦИИ В ВОЗДУХЕ

Д.С. Урюпина, Р.В. Волков, О.Г. Косарева, М.В. Курилова,
А.В. Мажорова, А.Б. Савельев

*Московский государственный университет М.В. Ломоносова, физический факультет и
международный лазерный центр, 119992, Москва, Ленинские Горы*

При распространении мощного фемтосекундного лазерного излучения эффект самофокусировки вследствие керровской нелинейности приводит к его схлопыванию. Рост нелинейности ограничивается дефокусировкой в лазерной плазме, возникающей вследствие многофотонной и туннельной ионизации воздуха при достижении порога ионизации ($\sim 4 \cdot 10^{13}$ Вт/см²). Следствием такого нелинейно – оптического взаимодействия излучения и среды является формирование филаментов – тонких длинных нитей с высокой концентрацией световой энергии. Филаментация лазерного импульса сопровождается уширением его частотного спектра или иначе, генерацией суперконтинуума. Значительный интерес в исследовании явления филаментации состоит в возможности получения короткого импульса длительностью в несколько оптических периодов.

Получение источника импульсов длительностью несколько оптических периодов колебаний необходимо для разрешенных во времени измерений динамики электронов в атомах и молекулах, создания лазерно-плазменных ускорителей, исследования неадиабатического взаимодействия сверхмощного лазерного излучения с плазмой и т.п. Кроме того, источники таких импульсов представляют собой центральное звено в решении задачи о генерации аттосекундных импульсов в вакуумном ультрафиолетовом и рентгеновском диапазонах. В настоящее время импульсы длительностью 5-10 фс получают путем искусственного уширения спектра исходного излучения титан-сапфирового лазера длительностью 25-50 фс в капилляре или дырчатом волокне, заполненном газом. На выходе из капилляра импульс сжимается с помощью компрессора до 6-8 фс. Основным недостатком такого метода является ограничение энергии выходного импульса (не более 0.4 мДж), нестабильность характеристик относительно флуктуаций направленности входного пучка и сильная зависимость от свойств волокна.

Филаментация устраняет недостатки, связанные с использованием внешнего устройства, сохраняя при этом пространственную фильтрацию, уширение спектра и уменьшение длительности импульса за счет самофокусировки и фазовой самомодуляции излучения в объеме нелинейной среды. Существенным преимуществом филаментации является возможность отказаться от компрессии импульса с широким спектром с помощью chirпированных зеркал, поскольку уменьшение

длительности происходит в процессе нелинейно-оптического взаимодействия. Кроме того, при генерации импульса в несколько оптических периодов в воздухе, ограничение по энергии возникает только как следствие модуляционной неустойчивости и распада исходного излучения лазера на титан-сапфире на несколько филаментов.

Таким образом, основной задачей работы являлось получение короткого импульса при филаментации излучения титан-сапфирового лазера в воздухе и газовой среде. В частности, исследование спектра излучения, генерируемого по ходу филамента, в зависимости от расходимости исходного пучка, от знака chirp исходного излучения и от давления газа.

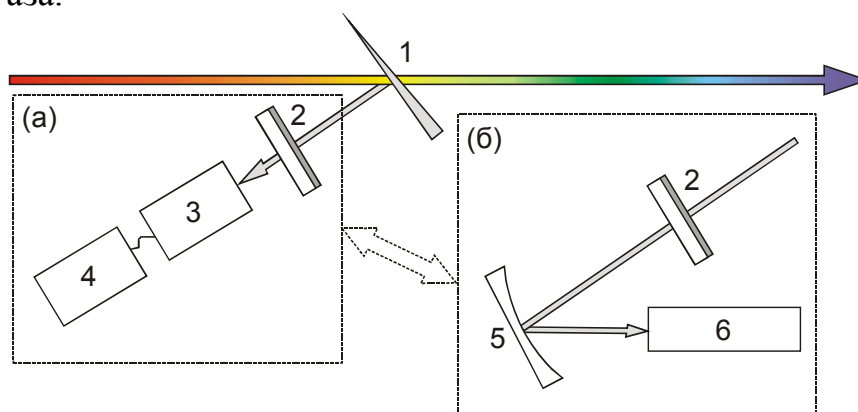


Рис.1. Схема измерения энергии (а) и спектра излучения (б), генерируемого в филаменте в диапазоне длин волн от 250нм до 1000нм. 1 – кварцевый клин, 2 – диэлектрическое зеркало, отражающее излучение в полосе длин волн от 750 нм до 850 нм, 3 – пирозлектрический измеритель энергии, 4 – усилитель, 5 – алюминиевое зеркало, 6 – волоконный спектрометр.

На основе лазерной системы на кристалле титан-сапфира (длина волны излучения 800 нм, длительность импульса 60 фс, максимальная энергия в импульсе 3 мДж, мощность 50 ГВт, частота повторения импульсов 10 Гц) была построена экспериментальная схема для наблюдения временного самосжатия фемтосекундного импульса в режиме генерации одного филамента в воздухе (см. рис. 1). Экспериментальная схема включает в себя телескоп для формирования пучка с различной расходимостью, а также трассу длиной 7 м для регистрации пространственно-временного, спектрального и энергетического распределения излучения.

Для измерения энергии излучения, генерируемого в филаменте в диапазоне длин волн от 250нм до 1000нм, была собрана следующая схема: в различные точки по ходу филамента помещалась кварцевая пластинка, представляющая собой клин, затем энергия отражённого от клина излучения измерялась с помощью пирозлектрика с усилителем. Перед измерителем энергии находилось диэлектрическое зеркало, которое практически полностью отражало излучение в диапазоне длин волн от 750нм до 850 нм.

Для измерения спектра излучение, отражённое от кварцевого клина, также попадало на диэлектрическое зеркало, не пропускающее излучение с длинами волн от 750 нм до 850 нм, затем, после прохождения системы ослабляющих фильтров, фокусировалось собирающим зеркалом в волоконный спектрометр, позволяющий измерять спектр в диапазоне длин волн от 250 нм до 1000 нм. Для измерения спектра излучения во всем диапазоне длин волн зеркало не пропускающее основное излучение (от 750 нм до 850 нм) убиралось.

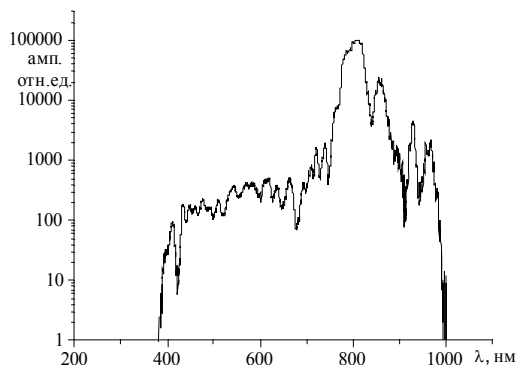


Рис. 2. Спектр излучения, генерируемого в филаменте в спектральном диапазоне от 250 нм до 1000 нм, на расстоянии 181 см от телескопа.

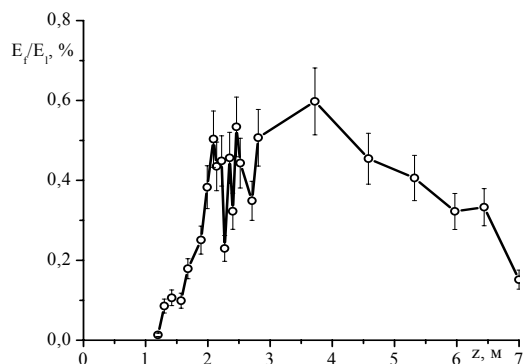


Рис. 3. Конверсия энергии лазерного излучения в диапазон длин волн менее 750 нм E_f/E_p в зависимости от координаты распространения лазерного пучка z для пучка с плоским волновым фронтом.

В результате проведенных исследований зарегистрировано образование филамента и определена эффективная критическая мощность самофокусировки (~ 12 ГВт). Проведены измерения спектра излучения в диапазоне от 200 нм до 1000 нм в различных точках по ходу филамента (пример спектра излучения, генерируемого в эксперименте, представлен на рис.2). Получены зависимость конверсии энергии лазерного импульса в спектральный диапазон менее 750 нм в различных точках филамента (рис.3) и зависимость ширины спектра (по минимальной длине волны регистрируемого излучения) генерируемого в филаменте белого света. Из данных зависимостей видно, что для пучка с изначально плоским волновым фронтом генерация суперконтинуума начинается приблизительно через 1.2 м следования пучка, далее энергия и спектр белого света по мере распространения пучка возрастают (до 2.5 м), а затем в диапазоне от 2.5 м до 6 м медленно уменьшаются. Ширина спектра генерируемого излучения на расстоянии более 2.5 м практически не изменяется.

Сравнение с результатами численного моделирования, а также оценки для длительности спектрально ограниченного импульса позволяют надеяться, что при филаментации можно получить импульс длительностью в несколько оптических периодов.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант № 06-02-17508-а.

ОСОБЕННОСТИ ДИФРАКЦИИ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ В ОБЛАСТИ БРЭГГОВСКОЙ ПОЛОСЫ ФОТОННОГО КРИСТАЛЛА

И.Г. Захарова, И.Ю. Полякова, В.Ф. Марченко

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

Дифракция световых пучков, частота которых лежит в запрещенной полосе фотонного кристалла, представляет интерес с точки зрения практической реализации локализованных волновых возмущений, обусловленных нелинейностью среды. Устойчивые в одномерной периодической структуре локализованные состояния могут оказаться неустойчивыми в двумерной и трехмерной среде. Из литературы известны работы, в которых эти явления обнаруживались в результате численного моделирования [1, 2]. Цель настоящей работы – исследовать некоторые особенности дифракции неоднородного излучения в периодической структуре.

В первую очередь, рассмотрим линейную дифракцию плоских пучков. Если падающая плоская волна имеет ТЕ-поляризацию (вектор электрического поля перпендикулярен плоскости падения), волновое уравнение имеет вид ($\partial/\partial t = \partial/\partial y = 0$):

$$\nabla^2 E_y(x, z) + k^2 \varepsilon(z) E_y(x, z) = 0, \quad k = \frac{\omega}{c}, \quad \varepsilon(z) = \varepsilon_0 + \frac{\kappa}{2} \cos Kz, \quad K = \frac{2\pi}{d}, \quad (1)$$

d – период структуры, $\kappa = \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_0}$ – брэгговская связь. Считая

$E_y = A(z) e^{-i\mu z - ik \sin \varphi x}$ и пренебрегая френелевскими отражениями на границах периодической структуры, получим:

$$\frac{d^2 A}{dz^2} + (k^2 \varepsilon_0 \cos^2 \varphi + \frac{\kappa}{2} \cos Kz) A = 0. \quad (2)$$

Ограничившись первой запрещенной полосой, решение (2) можно представить в виде:

$$A(z) = e^{i\mu z} \left(A_0 + \frac{A_{-1}}{A_0} e^{-i \frac{2\pi z}{d}} \right). \quad (3)$$

$\frac{A_{-1}}{A_0}$ – отношение (-1) пространственной гармоники к нулевой и μ – постоянная распространения, находятся из усеченных модовых уравнений

$$(k^2 \varepsilon_0 - \mu^2) A_0 + k^2 \varepsilon_1 A_{-1} = 0, \quad k^2 \varepsilon_{-1} A_0 + (k^2 \varepsilon_0 \cos^2 \varphi - (\mu - \frac{2\pi}{d})^2) A_{-1} = 0 \quad (4)$$

(подробнее см. [3]).

Если на входе задано распределение $A(x,0) = F(x)$, то распределение в сечении z дается формулой:

$$\Psi(x, z) = \int_{-\infty}^{\infty} \Phi(p) E(z, p) e^{ipx - i\mu z} dp, \quad \text{где } \Phi(p) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} F(x) e^{ipx} dx \quad (5)$$

Отметим, что $\Psi(x, z)$ – полное поле, учитывающее пространственные осцилляции на длине периода структуры.

При суммировании плоских волн по параметру p (фактически по углу φ) следует иметь ввиду, что брэгговская запрещенная полоса существует не только по частоте, но, при фиксированной частоте, и по углу φ . Важный факт заключается в том, что диапазон углов $\Delta\varphi$, соответствующих брэгговскому затуханию $\mu = \frac{\pi}{d} + i\alpha$, $\alpha = \sqrt{\kappa^2 - \delta^2}$

зависит от положения частоты, т.е. от расстройки $\delta = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon_0} \cos \varphi - \frac{\pi}{d}$. Если $\delta = 0$, то $\Delta\varphi = 2\sqrt{\kappa}$, если δ близко к левому краю, то $\Delta\varphi = 2\sqrt{2(\kappa - \delta)}$, в то время, как вблизи правого края $\Delta\varphi = 2\sqrt{2(\kappa + \delta)}$.

В последнем случае при некоторых углах φ^* и $-\varphi^*$ имеет место максимальное затухание волны вдоль z . Ясно, что для приведенных выше случаев деформация исходного распределения пучка и затухание оказываются различными, что и иллюстрируется на рис. 1.

В нелинейной кубической среде диапазон $\Delta\varphi$ будет зависеть не только от величины брэгговской связи κ , но и от интенсивности пучка. Своеобразное угловое самопросветление может вызвать дополнительные заметные искажения исходного пучка.

Рассмотренная выше несимметрия при дифракции пучков в окрестностях левой и правой границы частотной запрещенной полосы существенна при возбуждении, например, неподвижных солитонов. Переходя к уравнениям связанных волн для комплексных амплитуд встречных волн A_1 и A_2 , можно получить уравнения:

$$-\frac{\partial^2 A_2}{\partial z^2} - 2\delta \frac{\partial^2 A_2}{\partial x^2} + (\kappa^2 - \delta^2) A_2 - \frac{\partial^4 A_2}{\partial x^4} - \alpha |A_2|^2 A_2 = 0, \quad (6a)$$

$$-\frac{\partial^2 A_1}{\partial z^2} + 2\delta \frac{\partial^2 A_1}{\partial x^2} + (\kappa^2 - \delta^2) A_1 - \frac{\partial^4 A_1}{\partial x^4} + \alpha |A_1|^2 A_1 = 0. \quad (6b)$$

При выводе использовались условия: если $\delta < 0$, то $A_1 = A_2$, а при $\delta > 0$ $A_1 = -A_2$.

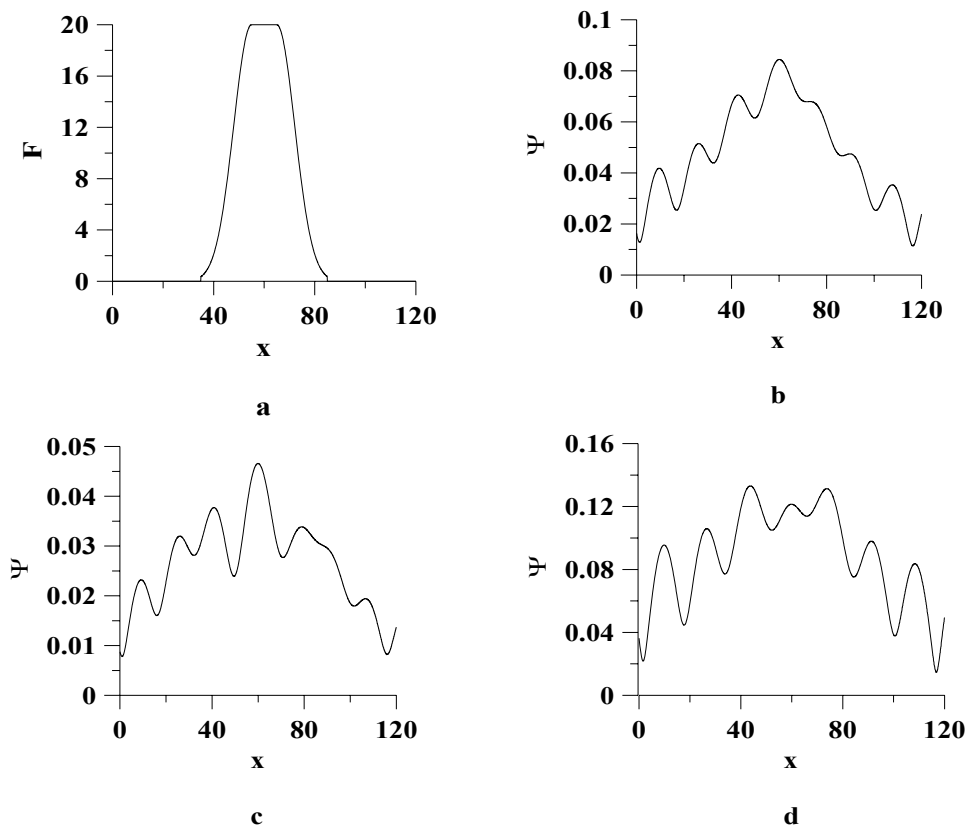


Рис.1. (а) Исходное распределение при $z=0$. Поперечное распределение интенсивности пучка при фиксированном z и частотах, относящихся к середине щели (b), к правому (c) и левому (d) краям щели.

В уравнении (6а) последний член $-\alpha|A_2|^2 A_2$ действует как притягивающий потенциал при $\alpha>0$ и как отталкивающий потенциал при $\alpha<0$. Это означает, что солитонное решение может существовать лишь при $\alpha>0$, что подтверждается результатами других работ [1]. Уравнение (6б) является гиперболическим, поэтому при любом знаке α аналогичный член этого уравнения является притягивающим или отталкивающим потенциалом в зависимости от направления. Данный случай является достаточно сложным и требует отдельного рассмотрения.

ЛИТЕРАТУРА

1. N. Aközbek, S. John // Phys.Rev. E. 1998. V. 57. No 2. P. 2287.
2. T. Dohnal, A.B. Aceves // Stud. in Appl. Mathematics. 2005. V. 115. P. 209.
3. Т.К. Гейлорд, М.Г. Мохарам // ТИИЭР. 1985. Т.73. № 5. С. 53.

ВЛИЯНИЕ НЕКОГЕРЕНТНОЙ ПОДСВЕТКИ НА ДВУХВОЛНОВОЕ
ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ СВЕТА В КРИСТАЛЛЕ ТИТАНАТА ВИСМУТА

А.А. Колегов¹, Н. И. Буримов¹, С.М. Шандаров¹, В.С. Беликов¹,
В.В. Прокофьев², Т. Яаскелайнен², А.Л. Толстик³, П.И. Ропот³

¹Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники

²Университет Йюенсуу, Финляндия

³Белорусский государственный университет, Белоруссия

Применение фоторефрактивных кристаллов титаната висмута в адаптивных оптических устройствах является перспективным благодаря быстрому отклику на внешние воздействия [1]. Кроме того, использование отражательной геометрии формирования динамических решеток позволяет получить в этих кристаллах значительный фоторефрактивный отклик без приложения внешних электрических полей [2, 3]. Вместе с тем вопросы, связанные с влиянием на процессы записи фоторефрактивных решеток внешних факторов, таких как температура и подсветка кристалла некогерентным излучением, требуют дополнительного анализа.

В настоящей работе представлены результаты экспериментальных исследований и теоретического анализа двухволнового взаимодействия на отражательной голографической решетке в кристалле титаната висмута среза (100) в условиях внешней некогерентной подсветки.

Для экспериментальных исследований была использована установка, подробное описание которой приведено в работе [3]. Кристалл титаната висмута среза (100) с просветленными гранями предварительно засвечивался некогерентным излучением светодиода ($\lambda \approx 515$ нм) с интенсивностью $I_{сд} \approx 2$ Вт/м², затем в нем производилась запись отражательной решетки излучением гелий-неонового лазера ($\lambda \approx 633$ нм) с интенсивностью $I_0 \approx 400$ Вт/м². Далее через каждые 30 минут интенсивность подсветки увеличивалась приблизительно в 2 раза.

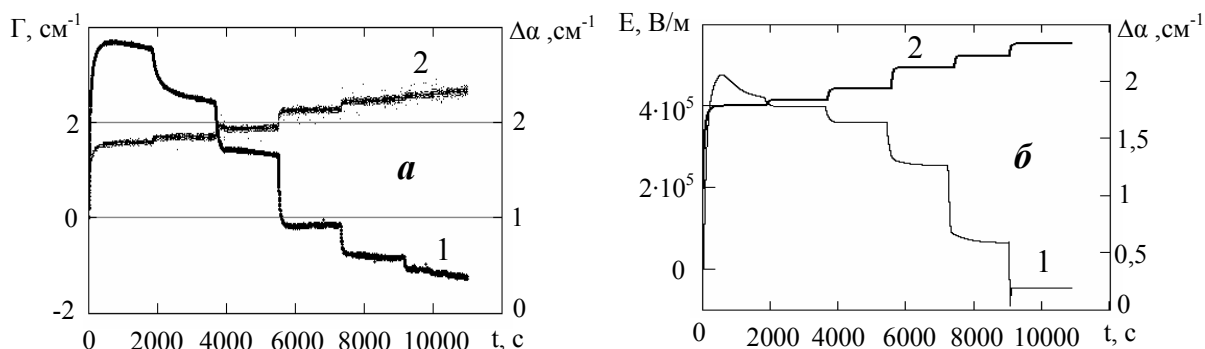


Рис. 1. Временные зависимости коэффициента двухпучкового усиления $\Gamma(t)$, фотоиндуцированного изменения поглощения света $\Delta\alpha(t)$ и амплитуды первой гармоники поля пространственного заряда при изменении интенсивности внешней подсветки: *a* - эксперимент; *б* - расчет.

На рис. 1, *a* представлены временные зависимости коэффициента двухпучкового усиления $\Gamma(t)$ (кривая 1) и фотоиндуцированного изменения поглощения света $\Delta\alpha(t)$ (кривая 2), рассчитанные из экспериментальных данных на основе соотношений, полученных в работе [2]. Видно, что при увеличении интенсивности подсветки коэффициент поглощения возрастает, а коэффициент двухпучкового усиления уменьшается и меняет знак, что может свидетельствовать об изменении знака поля пространственного заряда, формирующегося при освещении кристалла.

Для теоретического анализа динамики амплитуды поля пространственного заряда и фотоиндуцированного поглощения света была использована модель зонного переноса заряда, предполагающая наличие в кристалле близко расположенных донорно-ловушечных пар, иллюстрируемая рис. 2.

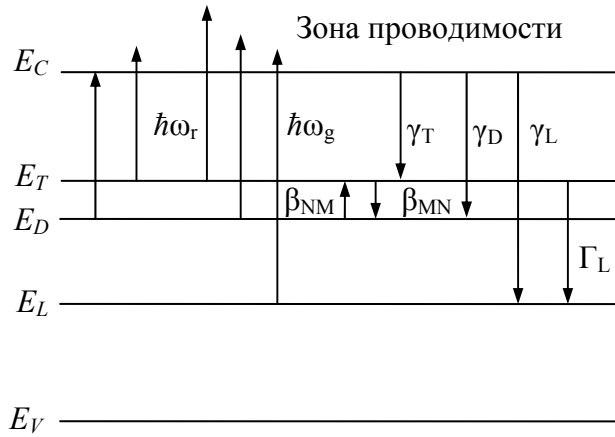


Рис.2. Модель зонного переноса заряда, учитывающая влияние некогерентной подсветки с энергией кванта $\hbar\omega_g$. E_D и E_T – энергетические уровни для донора и ловушки в донорно-ловушечных парах; E_L – для глубоких ловушек.

Скоростные уравнения и плотность объемного заряда, соответствующие рассматриваемой модели в адиабатическом приближении, имеют вид:

$$\frac{\partial N}{\partial t} = -S_D(I_R + I_G)N + \gamma_D(N_0 - N - M)n + \beta_{MN}M - \beta_{NM}N, \quad (1)$$

$$\frac{\partial M}{\partial t} = -S_T(I_R + I_G)M + \gamma_T(N_0 - N - M)n - \beta_{MN}M + \beta_{NM}N - \Gamma_L ML, \quad (2)$$

$$\frac{\partial L}{\partial t} = S_L I_G (L_0 - L)N - \gamma_L L n - \Gamma_L ML, \quad (3)$$

$$n = \frac{(S_D N + S_T M)(I_R + I_G) + S_L I_G (L_0 - L)N}{(\gamma_D + \gamma_T)(N_0 - N - M) + \gamma_L L}, \quad (4)$$

$$\rho = e(L - M - N + N_0 - N_A - n), \quad (5)$$

где N – концентрация электронов на донорных центрах; S_D и γ_D – сечение фотовозбуждения электронов с таких доноров и постоянная рекомбинации на «пустые» донорные центры; M – концентрация электронов на ловушках, S_T и γ_T – сечение фотоионизации и постоянная рекомбинации для ловушечных центров, L – концентрация электронов на глубоких ловушечных центрах с сечением фотовозбуждения S_L и постоянной рекомбинации γ_L ; Γ_L характеризует вероятность туннельного перехода электронов с ловушек на глубокие ловушки, а β_{NM} и β_{MN} туннельные переходы электронов между донором и ловушкой, образующих донорно-ловушечные пары (см. рис. 2); N_0 , L_0 и N_A – общая концентрация таких пар, глубоких ловушек и «пустых» донорно-ловушечных пар, соответственно; I_R – интенсивность лазерного излучения и I_G – интенсивность некогерентной подсветки.

Использование численных методов для решения системы (1)-(5), дополненной уравнениями непрерывности и Пуассона и приближения малых контрастов интерференционной картины, образованной в кристалле взаимодействующими световыми пучками, позволило провести расчеты динамики амплитуды первой гармоники поля пространственного заряда (кривая 1 на рис. 1, б) и фотоиндуцированного поглощения света в кристалле (кривая 2).

Как видно из рис. 1, а и б, теоретические результаты качественно соответствуют экспериментальным данным, что говорит о возможности использования рассматриваемой модели для анализа процессов записи фоторефрактивных решеток в кристаллах силленитов в условиях внешней некогерентной подсветки.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ и БРФФИ (гранты №06-02-81040_Бел_а и №05-02-16589-а) и программы «Развитие научного потенциала высшей школы (2006-2008 годы)».

ЛИТЕРАТУРА

1. М.П. Петров, С.И. Степанов, А.В. Хоменко “Фоторефрактивные кристаллы в когерентной оптике” СПб.: Наука, 1992. 320 с.
2. А.М. Плесовских, С.М. Шандаров, А.Г. Мартьянов, А.Е. Мандель, Н.И. Буримов, Е.А. Шаганова, Ю.Ф. Каргин, В.В. Волков, А.В. Егорышева // Квантовая электроника. 2005. Т. 35. С. 163.
3. Е.Ю. Агеев, С.М. Шандаров, С.Ю. Веретенников, А.Г. Мартьянов, В.А. Карташов, А.А. Камшилин, В.В. Прокофьев, В.В. Шепелевич // Квантовая электроника. 2001. Т. 31. С. 343.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ЧИСТЫХ ОРГАНИЧЕСКИХ ЖИДКОСТЕЙ И РАСТВОРОВ КРАСИТЕЛЕЙ МЕТОДОМ МНОГОВОЛНОВОГО СМЕШЕНИЯ

А.Л. Толстик, И.Н. Агишев

Белорусский государственный университет

Широкое использование в последнее время высокоинтенсивных световых полей приводит к включению в процесс взаимодействия лазерного излучения с веществом нелинейностей пятого и более высокого порядков, которые проявляются наряду с кубической нелинейностью. Включение нелинейностей высших порядков обуславливает эффективную реализацию многоволновых процессов [1, 2]. Такая ситуация имеет место, например, при нелинейной голографической записи в резонансных средах, характеризующихся насыщением поглощения. Нелинейная зависимость светоиндуцированного изменения показателя преломления от интенсивности приводит к искажению профиля штриха голографической решетки. Разложение модуляции показателя преломления в пространственный ряд Фурье позволяет при этом выделить отдельные компоненты динамической решетки, отвечающие за соответствующий порядок дифракции. Использование выражения для нелинейной поляризации $P = \chi^{(N-1)}(E_1 E_S^*)^M E_2$ (M – порядок дифракции считывающей волны E_2 на решетке, записанной волнами E_1 и E_S) позволяет определить условия фазового синхронизма (геометрию взаимодействия) для N -волнового смешения ($N = 2(M + 1)$) на нелинейности $N - 1$ порядка. При этом анализ экспериментальной зависимости эффективности многоволнового смешения от интенсивности взаимодействующих волн позволяет определить нелинейно-оптические свойства исследуемой среды.

В настоящей работе анализируются возможности использования схем вырожденного и невырожденного по частоте многоволнового смешения для измерения нелинейностей пятого и более высокого порядков. В соответствии с условием Брэгга для объемных динамических решеток различные порядки дифракции могут быть реализованы при изменении направления распространения или частоты считывающей волны. Сопоставление полученных экспериментальных и теоретических результатов позволяет однозначно связать энергетическую эффективность многоволнового смешения и с соответствующим значением нелинейной оптической восприимчивости.

Показано, что сочетание схем вырожденного и невырожденного по частоте взаимодействия, для которых определяющую роль могут играть различные механизмы нелинейности, позволяет расширить возможности

методов нелинейной спектроскопии для измерения нелинейно-оптических характеристик среды. Для разделения вкладов нелинейностей различных порядков и повышения точности измерений целесообразно работать в области малых значений дифракционной эффективности при небольшой оптической плотности среды либо использовать методику введения эффективного значения интенсивности взаимодействующих волн.

Эффективность предложенных схем взаимодействия была проверена экспериментально при использовании растворов красителей, а также чистых органических жидкостей (этанол, ацетон, диоксан, изопропанол, дихлорэтан) в условиях импульсного лазерного возбуждения. Для выделения вкладов различных механизмов нелинейности использованы схемы с временной задержкой между взаимодействующими импульсами, а также схемы с изменяемым периодом дифракционной решетки. В качестве примера на рис. 1 представлены типичные зависимости дифракционной эффективности динамических голограмм при использовании различных порядков вырожденного по частоте многоволнового смещения в растворе красителя родамин-6Ж от времени задержки между записывающими импульсами. Значения дифракционной эффективности в максимумах контуров позволили рассчитать значения нелинейной оптической восприимчивости третьего, пятого и седьмого порядков, которые составили $\chi^{(3)} \approx 2 \cdot 10^{-11}$ ед. СГСЕ, $\chi^{(5)} \approx 10^{-15}$ ед. СГСЕ и $\chi^{(7)} \approx 5 \cdot 10^{-20}$ ед. СГСЕ.

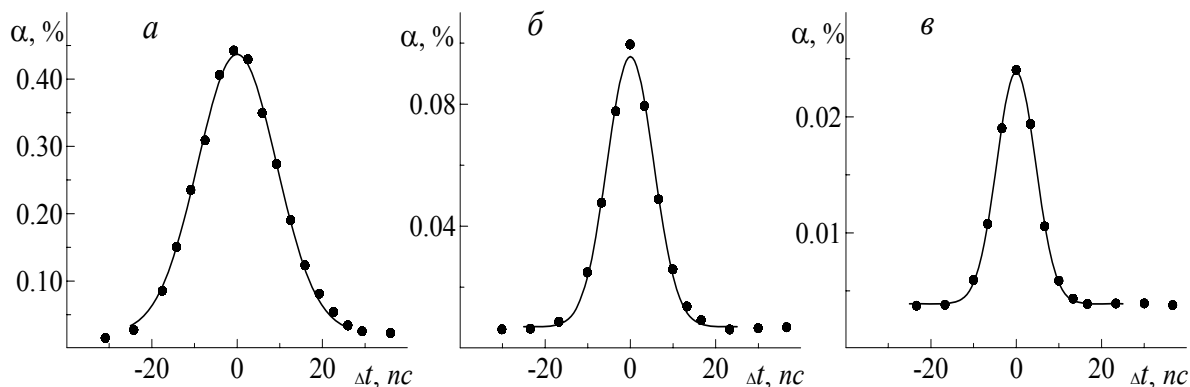


Рис. 1. Зависимости эффективности четырех- (а), шести- (б) и восьмиволнового взаимодействия (в) от времени задержки между записывающими голограмму волнами.

Эксперименты, проведенные с чистыми органическими жидкостями при наносекундном возбуждении в ближней ИК-области спектра и интенсивностях, превышающих 100 МВт/см^2 , показали, что несмотря на постоянство коэффициента поглощения указанные среды также проявляют нелинейности высших порядков, подобно резонансным средам с насыщающимся поглощением. Теоретическое объяснение указанного эффекта дано на основе модели формирования тепловых динамических решеток, учитывающей нелинейность термооптических свойств среды,

которые во всех предыдущих рассмотрениях считались постоянными. Предложено использовать формализм разложения функциональной зависимости показателя преломления от температуры в ряд Тейлора по производным различного порядка.

На примере процесса шестиволнового смешения показано, что для адекватного описания полученных результатов требуется введение термооптического коэффициента второго порядка, который определяется второй производной показателя преломления по температуре. Используя экспериментальные данные (рис. 2), полученные при записи динамических голограмм на основной частоте генерации лазера на иттрий-алюминиевом гранате (длина волны излучения $\lambda = 1064$ нм) и считывании на частоте второй гармоники (532 нм), рассчитана нелинейная оптическая восприимчивость $\chi^{(5)} \approx 4 \cdot 10^{-20}$ ед. СГСЕ, которой с учетом условий эксперимента соответствует термооптический коэффициент второго порядка $\partial^2 n / \partial T^2 \approx 10^{-5} \text{ К}^{-2}$.

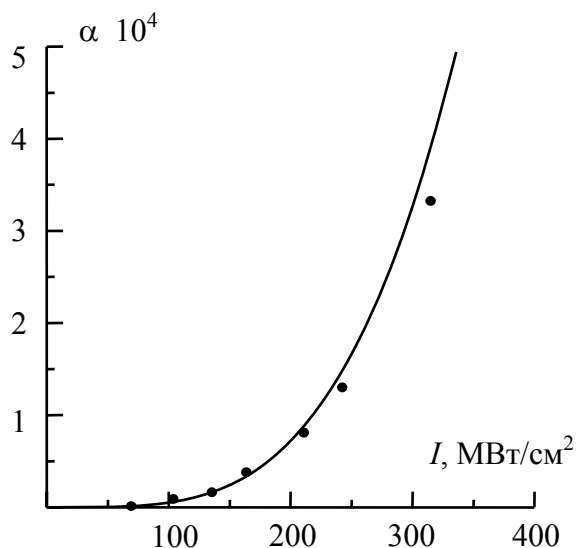


Рис. 2. Зависимость дифракционной эффективности от интенсивности при шестиволновом смешении в этаноле [3].

Таким образом, развитые в работе методы многоволнового смешения применительно к определению нелинейно-оптических свойств чистых и окрашенных органических жидкостей позволили выделить вклады резонансной и тепловой нелинейностей, рассчитать оптические восприимчивости растворов красителей пятого и более высокого порядков, а также впервые определить термооптические коэффициенты второго порядка чистых органических растворителей.

ЛИТЕРАТУРА

1. F. Charra, F. Devaux, J.-M. Nunzi, P. Raimond // Phys. Rev. Lett. 1992. V. 68. P. 2440.
2. A.S. Rubanov, A.L. Tolstik, S.M. Karpuk, O. Ormachea // Opt. Commun. 2000. V. 181, № 1-3. P. 183.
3. О. Ормачеа, А.Л. Толстик // Известия РАН. Сер. физическая. 2007. Т. 71, № 1. С. 131.

СПЕКТРАЛЬНЫЕ ЗАВИСИМОСТИ ФОТОИНДУЦИРОВАННОГО
ПОГЛОЩЕНИЯ, НАВЕДЕННОГО В КРИСТАЛЛЕ $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Ca}$
КВАЗИМОНОХРОМАТИЧЕСКИМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

А.С. Акрестина¹, А.С. Вишнев¹, Р.В. Киселев¹, М.Г. Кистенева¹,
С.М. Шандаров¹, Ю.Ф. Каргин², А.Л. Толстик³

¹Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники

²Институт физико-химических проблем керамических материалов РАН

³Белорусский государственный университет

Кристаллы титаната висмута (ВТО), относящиеся к классу силленитов и обладающие быстрым откликом, широко используются в устройствах динамической голографии и для реализации разнообразных эффектов самовоздействия света, основанных на нелинейности фоторефрактивного типа [1]. Формирование поля пространственного заряда под действием неоднородного освещения, приводящее к фоторефрактивному эффекту, часто сопровождается фотоиндуцированным изменением оптического поглощения, которое необходимо учитывать при интерпретации явлений самовоздействия света и разработке устройств динамической голографии. Проведенные в работах [2, 3] исследования показали, что в кристаллах $\text{BiTiO}_{20}:\text{Ca}$ наблюдается значительное фотоиндуцированное поглощение для узкополосного ($\Delta\lambda \approx 30$ нм) излучения полупроводниковых светодиодов, работающих в видимой области спектра. Получено, что при облучении кристалла светом из красной (зеленой) областей спектра изменяется поглощение как для красного, так и для зеленого излучения [3].

В данной работе представлены результаты экспериментальных исследований фотоиндуцированных изменений спектра оптического поглощения кристалла $\text{BiTiO}_{20}:\text{Ca}$ в диапазоне 510-900 нм, наведенных излучением полупроводникового светодиода с длиной волны 505 нм, а также аппроксимация полученных данных в рамках модели захвата фотовозбужденных электронов на ловушечные центры с нормальным законом распределения концентраций по энергии.

Эксперименты проводились на монокристаллическом образце легированного кальцием титаната висмута, имеющего толщину 5.9 мм и вырезанного вдоль кристаллографического направления [100]. Интенсивность засветки, создаваемой полупроводниковым светодиодом ($\lambda \sim 505$ нм) на входной грани кристалла, составляла ~ 15 мВт/см². Облучение кристалла продолжалось 1 час; все эксперименты проводились при комнатной температуре.

Спектры пропускания кристалла $T(\lambda)$ в диапазоне 510 – 900 нм регистрировались спектрофотометром СФ-56 с шагом измерения 1 нм. При расчете спектральной зависимости коэффициента поглощения света $k(\lambda)$ учитывались отражения от граней образца и дисперсия его показателя преломления. Экспериментальные зависимости поглощения от энергии

кванта оптического излучения $E_i = \hbar\omega$, зарегистрированные для кристалла $\text{BiTiO}_{20}:\text{Ca}$ до и после облучения, а также в процессе темновой релаксации наведенных изменений, представлены точками на рис. 1.

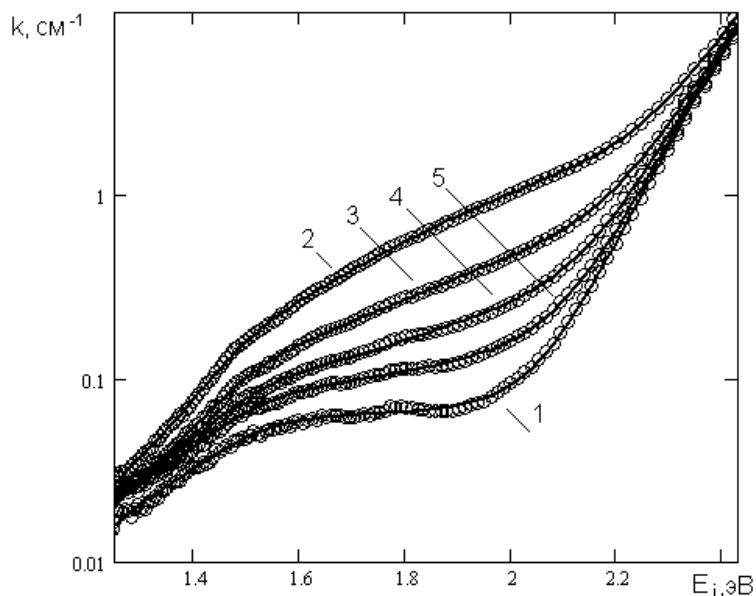


Рис. 1. Динамика изменения спектров поглощения для кристалла $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Ca}$: до облучения (1); после облучения светом с $\lambda \sim 505$ в течение 1 часа (2); на этапе релаксации в течение 3 (3), 10 (4) и 24 (5) часов. Точки – эксперимент, сплошные кривые – численный расчет.

Характерно, что в спектре оптического поглощения после облучения кристалла излучением с $\lambda = 505$ нм наблюдаются существенные изменения, достигающие $\sim 1,8 \text{ см}^{-1}$ на длине волны 510 нм. На длине волны 900 нм увеличение поглощения не превышает $0,03 \text{ см}^{-1}$, при поглощении для необлученного кристалла $k=0,02 \text{ см}^{-1}$. В процессе темновой релаксации, продолжающемся, как установлено в экспериментах, более 120 часов, происходит уменьшение дополнительного поглощения в исследованном диапазоне длин волн.

Количественные модели фотоиндуцированного поглощения света в кристаллах силленитов основаны на гипотезе о перезарядке дефектных центров, имеющих различные сечения фотоионизации [2-4]. Предполагается, что электроны, возбуждаемые светом в зону проводимости с донорных центров, заселяют ловушки, что и приводит к изменению оптического поглощения. В процессе релаксации происходит обратная перелокализация электронов на донорные центры. В рассматриваемом случае глубоких донорных и ловушечных центров можно воспользоваться спектральной зависимостью для процесса фотовозбуждения электрона в зону проводимости фотонами с энергией кванта $\hbar\omega$ [5] и обобщить ее на непрерывное распределение дефектных центров по энергии ионизации.

Проведенные расчеты показывают, что спектральная зависимость коэффициента поглощения в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Ca}$ (сплошные кривые на рис. 1) удовлетворительно описывается в рамках модели, учитывающей наличие в запрещенной зоне кристалла двух типов донорных центров со средними значениями энергии ионизации $E_{D1} \sim 1,24$ эВ, $E_{D3} \sim 2,89$ эВ, и ловушечных центров трех типов со средними значениями энергии ионизации $E_{T1} \sim 1,45$ эВ, $E_{T2} \sim 1,95$ эВ и $E_{T3} \sim 2,43$ эВ, с нормальным законом распределения концентраций по энергии. При облучении кристалла происходит возбуждение электронов с донорных и с частично заполненных ловушечных центров в зону проводимости. Их преимущественная рекомбинация на ловушки приводит к заполнению ловушечных уровней E_{T1} , E_{T2} и E_{T3} , имеющих большие значения сечения фотоионизации, в результате которого оптическое поглощение увеличивается. Процесс релаксации наведенного поглощения может быть связан с опустошением ловушек как за счет туннельных переходов электронов на донорные центры [4], так и благодаря темновой проводимости зонного или прыжкового типа. Оценки показывают, что заполнение ловушек электронами после облучения (зависимость 2 на рис. 1) увеличивается в 90 раз для центров с $E_{T2} \sim 1,95$ эВ и примерно в 3,5 раза ($E_{T1} \sim 1,45$ эВ и $E_{T3} \sim 2,43$ эВ), по сравнению с необлученным кристаллом (зависимость 1).

Таким образом, облучение кристалла $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Ca}$ некогерентным светом с $\lambda \sim 505$ нм приводит к увеличению оптического поглощения. В темновых условиях релаксация наведенных изменений продолжается в течение более 120 часов. Наблюдается хорошее согласие между экспериментальными данными и численной аппроксимацией коэффициента поглощения.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты № 06-02-81040_Бел_а, 05-02-16589-а), БРФИ (№ Ф06Р-200), и программы «Развитие научного потенциала высшей школы (2006-2008 годы)».

ЛИТЕРАТУРА

1. М.П. Петров, С.И. Степанов, А.В. Хоменко «Фоторефрактивные кристаллы в когерентной оптике» СПб.: Наука, 1992.
2. С.М. Шандаров, А.Е. Мандель, А.В. Казарин и др. // Изв. вузов. Физика. 2002. № 8. С. 29.
3. А.Е. Мандель, А.М. Плесовских, С.М. Шандаров и др. // Изв. вузов. Физика. 2003. № 12. С. 48.
4. S.M. Shandarov, L.E. Polyakova, A.E. Mandel et al. // Proc. SPIE. 2007. V. 6595. P. 124.
5. А.Н. Пихтин «Оптическая и квантовая электроника: Учебник для вузов» М.: Высш. шк., 2001.

ДИНАМИКА ОБЪЕМНЫХ ОТРАЖАТЕЛЬНЫХ ГОЛОГРАММ В ПОЛИМЕРНЫХ СЛОЯХ С ФЕНАНТРЕНХИНОНОМ

Д.Н. Мармыш, Е.А. Толстик

Белорусский Государственный Университет

Возможность постэкспозиционного усиления особенно важна при записи отражательных голограмм из-за искажений распределения светового поля, связанных с изменением среднего показателя преломления и существенно ограничивающих достигаемую дифракционную эффективность. Регистрирующие среды с постэкспозиционным усилением позволяют формировать в процессе записи слабые изображения и получать высокоэффективные голограммы после дополнительной обработки. К средам такого типа относятся полимерные регистрирующие материалы, содержащие фенантренхинон (ФХ) [1, 2].

Запись фазовых голограмм в полимерном материале с ФХ основана на способности молекул ФХ присоединяться к макромолекулам полимера под действием света. В процессе записи голограмма формируется двумя противофазными распределениями концентраций непрореагировавшего ФХ и присоединенного к полимеру фотопродукта. Диффузионная деградация первого из них при повышенных температурах приводит к деградации его вклада в распределение показателя преломления и увеличению амплитуды модуляции последнего.

Целью настоящей работы является исследование поведения при термическом отжиге отражательных голографических решеток записанных в слоях полиметилметакрилата (ПММА), содержащих ФХ.

Регистрирующие слои толщиной 100 мкм готовили методом полива жидкого раствора ПММА и ФХ (3 мол.%) в органическом растворителе на стеклянную подложку с последующей сушкой. Для записи отражательных голографических решеток использовалось излучение аргонового лазера ЛГ-106М с длинами волн 488 и 514,5 нм. В постэкспозиционный период осуществлялось слежение за дифракционной эффективностью (ДЭ) голографической решетки на длине волны He-Ne лазера ($\lambda=633$ нм). ДЭ определялась как отношение интенсивностей дифрагированного и падающего пучков. Из измеренных значений ДЭ по формуле для отражательных решеток рассчитывалась амплитуда модуляции показателя преломления Δn . Также измерялась зависимость интенсивности дифрагировавшего пучка от угла падения зондирующего пучка на поверхность слоя.

Непосредственно после записи проводили усиление голографических решеток при температурах 50 – 80°С. На рис.1а приведена зависимость величины Δn от времени постэкспозиционного отжига. В процессе отжига при температуре 50° С наблюдался монотонный рост Δn . Коэффициент

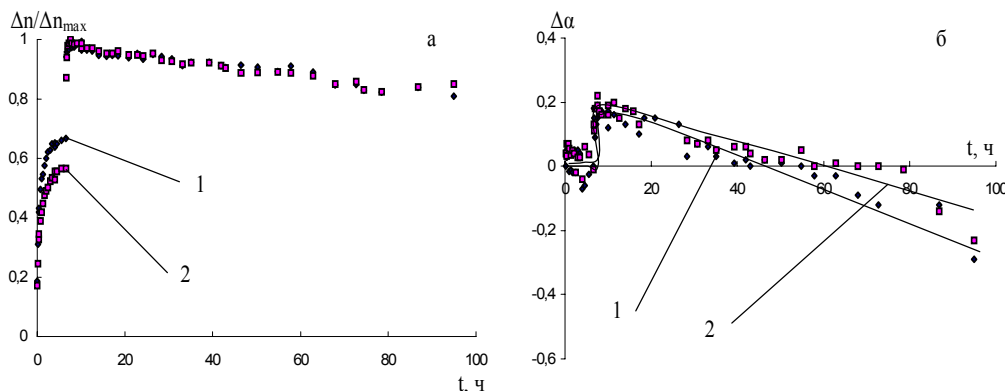


Рис. 1 – Зависимость амплитуды модуляции показателя преломления (а) и изменения угла α от времени отжига. Период решеток $d=0,24$ мкм, угол наклона штрихов $\gamma=1,2^\circ$, экспозиции решеток 10,3 (1) и 3,3 (2) Дж/см², температура отжига 50°C при $t < 6,6$ часов, 80°C при $t > 6,6$ часов.

усиления Δn составил при этой температуре около 3,5. При повышении температуры до 80°C наблюдался значительный рост увеличения величины Δn до максимального значения, после чего происходило ее уменьшение со скоростью значительно меньшей скорости нарастания. Коэффициент усиления Δn лежал в диапазоне 5,3 – 5,8 для решеток с различной экспозицией.

Зависимость интенсивности дифрагированного пучка от угла падения зондирующего луча на поверхность голографической решетки определяет контур ее угловой селективности. Слежение за контуром в процессе термической обработки регистрирующего слоя показало, что его форма практически постоянна при отжиге, а угол Брэгга существенно изменяется. На рисунке 1б представлена зависимость изменения угла α_{max} от времени отжига голографических решеток. При отжиге с температурой 50°C угол α_{max} практически не изменялся. При переходе к 80°C он вырос на $0,2^\circ$ и далее наблюдалось его уменьшение. За время наблюдения его величина уменьшилась практически на $0,7^\circ$ от максимального значения.

Угол α_{max} связан с параметрами решетки выражением, следующим из условия Брэгга:

$$\alpha = \arcsin(n \cdot \cos(\theta + \gamma)), \quad 1$$

где n – средний показатель преломления слоя, γ – угол наклона штрихов, θ – угол определяемый условием Брэгга:

$$\sin \theta = \frac{\lambda}{nd}, \quad 2$$

где λ – длина волны зондирующего излучения, d – период голографической решетки.

Согласно выражению (1) изменение угла α_{max} может быть обусловлено изменением периода голографической решетки и среднего показателя

преломления. Изменение этих параметров должно происходить при усадке или расширении полимерного слоя. Действительно при температурном отжиге слоев с записанными голограммами наблюдалось образование поверхностных рельефов между областью слоя с решеткой и неэкспонированными областями. Рельефы были положительными, а их максимальная величина не превышала 0,4 % от толщины регистрирующего слоя для температуры обработки 80° С. На рис.2 представлена расчетная зависимость $\Delta\alpha = \alpha_{\max} - \alpha_{\max 0}$ от изменения толщины регистрирующего слоя Δh . При расчете принимались во внимание изменения периода

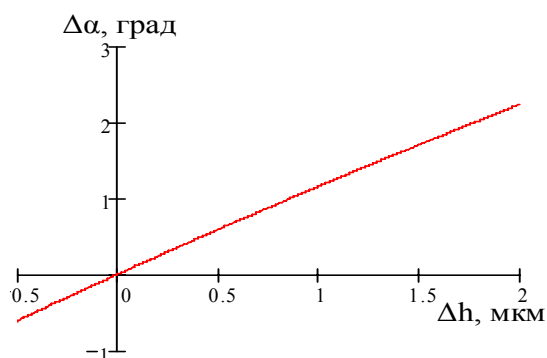


Рис. 2. Расчетная зависимость изменения угла α от изменения толщины регистрирующего слоя.

голографической решетки и среднего показателя преломления в результате изменения толщины регистрирующего слоя. Из зависимости видно, что уменьшение угла α_{\max} возможно лишь при усадке полимерного слоя. Такая усадка, происходящая на фоне сохраняющегося положительного рельефа, может быть обусловлена сжатием областей соответствующих минимумам интерференционной картины при записи. При этом в соответствующих областях за счет роста плотности будет увеличиваться показатель преломления. Данный

процесс может объяснить уменьшение амплитуды модуляции показателя преломления наблюдаемое в эксперименте при длительном отжиге.

В настоящей работе исследовано поведение фазовых отражательных голографических решеток записанных в слоях ПММА, содержащих ФХ в процессе температурной обработки. Установлено, что форма контура спектральной селективности решеток сохраняется в процессе термической обработки. Обнаружено изменение угла Брэгга при отжиге. Этот факт свидетельствует о релаксации полимерного слоя в форму усадке, что может быть причиной деградации Δn при длительной температурной обработке.

ЛИТЕРАТУРА

1. О.В. Андреева, О.В. Бандюк, А.А. Парамонов и др. // Оптический журн. 2000. Т. 67. No 12. С. 27-33.
2. A.V. Veniaminov, Yu.N. Sedunov, A.P. Popov, O.V. Bandyuk // Optics and Spectroscopy. 1996. V. 81. No 4. P. 617.

ОПТИЧЕСКИЙ МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В МУЛЬТИФЕРРОИКАХ

А.Н. Калиш, В.И. Белотелов

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Магнитоэлектрический эффект заключается в возникновении электрических свойств среды под действием магнитного поля и, наоборот, магнитных свойств под действием электрического поля. В общем виде материальные уравнения для векторов электрического и магнитного полей имеют вид:

$$\vec{D} = \hat{\epsilon}\vec{E} + \hat{\alpha}\vec{H}, \quad (1a)$$

$$\vec{B} = \hat{\mu}\vec{H} + \hat{\beta}\vec{E}. \quad (1b)$$

Магнитоэлектрический эффект позволяет управлять магнитными свойствами с помощью электрического поля и электрическими свойствами с помощью магнитного поля, что позволяет говорить об использовании эффекта для создания устройств записи и считывания информации и сенсоров магнитного поля. Материалами, в которых магнитоэлектрический эффект может хорошо проявляться, являются мультиферроики.

Известно, что два класса кристаллических твердых тел: ферромагнетики и сегнетоэлектрики (называемые также ферроэлектриками), демонстрируют ряд сходных явлений, таких, как наличие доменов, явление гистерезиса, свойства фазовых переходов. Поэтому они объединяются общим названием ферроики. Мультиферроики — материалы, одновременно имеющие ферромагнитные и сегнетоэлектрические свойства.

Особенностью мультиферроиков является возможность существования особого вида магнитного упорядочения — тороидного. Вектор тороидного момента пропорционален антисимметричной части тензора магнитоэлектрической восприимчивости соотношением:

$$T_i \sim \epsilon_{ijk} \alpha_{jk}. \quad (2)$$

При этом тороидный момент в мультиферроиках определяется векторным произведением спонтанной поляризации и намагниченности:

$$\vec{T} = \frac{1}{10c} \int (\vec{r}(\vec{r} \cdot \vec{j}) - r^2 \vec{j}) d\vec{r} = \frac{\mu_B}{2} \sum_i [\vec{r}_i \times S_i] \sim [\vec{P}_0 \times \vec{M}_0]. \quad (3)$$

Экспериментально торoidalный момент определяют именно по разности недиагональных компонент тензора магнитоэлектрической восприимчивости, которые измеряют непосредственно.

В [1] экспериментально исследован магнитоэлектрический эффект в $\text{Ga}_{2-x}\text{Fe}_x\text{O}_3$ и показано, что он обусловлен существованием торoidalного момента. Кроме того, там же определено значение торoidalного момента элементарной ячейки в $\text{Ga}_{1,15}\text{Fe}_{0,85}\text{O}_3$, которое составляет $24,155 \mu_B \text{ \AA}$. Здесь торoidalный момент является спонтанным. Он также может управляться внешними полями, например, за счет изменения намагниченности.

В [2] торoidalный момент экспериментально обнаружен в антиферромагнетике Cr_2O_3 , причем здесь он является индуцированным. Он возникает в сильном магнитном поле, превышающем поле спин-флор-перехода, что составляет около 80 кЭ.

Наличие торoidalного момента сводит уравнения (1) к виду:

$$\vec{D} = \epsilon \vec{E} + b[\vec{\tau} \times \vec{H}], \quad (4a)$$

$$\vec{B} = \vec{H} - \alpha b[\vec{\tau} \times \vec{E}]. \quad (4b)$$

где $\vec{\tau}$ — единичный вектор вдоль направления торoidalного момента, b — безразмерная константа оптического магнитоэлектрического эффекта. Параметр α зависит от частоты и характеризует свойства намагниченности среды. Для высоких частот параметр α близок к нулю, а с уменьшением частоты он приближается к единице. Кроме того, предполагается изотропность тензора диэлектрической проницаемости и равенство магнитной восприимчивости нулю, что справедливо для оптического диапазона частот.

Магнитоэлектрический эффект, обусловленный торoidalным моментом, проявляется прежде всего в зависимости показателя преломления и поглощения от направления

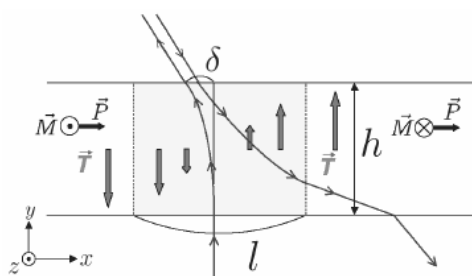


Рис. 1. Невзаимное преломление в среде с неоднородным распределением торoidalного момента. Тонкие стрелки показывают направление распространения луча [3].

распространения волны. Эти эффекты называются невзаимным двулучепреломлением и невзаимным дихроизмом. Пусть \vec{m} — единичный вектор вдоль направления волнового вектора. Тогда комплексный показатель преломления имеет вид:

$$n = \sqrt{\epsilon} \left(1 - (1 + \alpha) \frac{b}{2\sqrt{\epsilon}} (\vec{m} \cdot \vec{\tau}) \right). \quad (5)$$

Очевидно, эффект невзаимный, так как волны, идущие навстречу друг другу, имеют разные значения

показателя преломления. Кроме того, в работе [3] показано, что тороидный момент играет для фотонов роль, аналогичную векторному потенциалу для электронов. Это дает возможность влиять на направление распространения узких пучков света (рис. 1).

Другие эффекты, обусловленные тороидным моментом, проявляются на границе раздела мультиферроика и внешней изотропной среды. Одним из таких эффектов является изменение коэффициентов пропускания и отражения при наличии тороидного момента. Этот эффект представляет практический интерес, однако по величине он составляет всего порядка $10^{-4}\%$.

Так как эффект в тороидной среде является очень слабым, для практического применения требуется найти способы его многократного усиления. Очевидной возможностью является использование фотонных кристаллов [4]. Теоретические оценки предсказывают усиление эффекта на 1-2 порядка в структурах, состоящих из чередующихся тороидных и изотропных слоев.

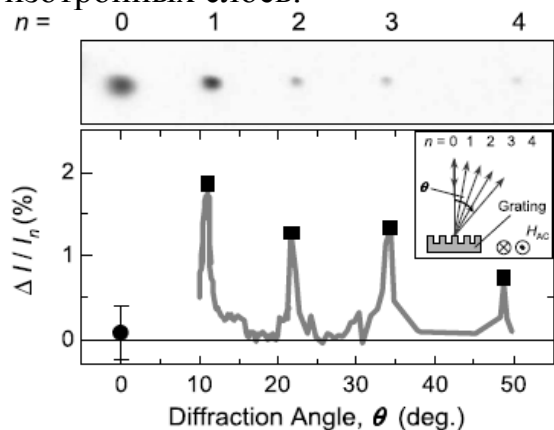


Рис. 2. Экспериментальное исследование интенсивностного магнитоэлектрического эффекта в одномерной дифракционной решетке [5].

В [5] впервые проведено экспериментальное исследование магнитоэлектрического эффекта в GaFeO_3 , обусловленного тороидным моментом, в одномерной дифракционной решетке (рис. 2). Обнаружено значительное усиление (на несколько порядков) интенсивностного эффекта по сравнению с однородной средой. Достигнутое значение эффекта (до 2%) открывает практические возможности его использования.

Еще одним поверхностным эффектом является поляризационно-зависимое вращение плоскости поляризации, которое также может быть усилено путем помещения тороидной среды в фотонный кристалл.

ЛИТЕРАТУРА

1. Yu.F. Popov, A.K.Zvezdin, A.M.Kadomtseva // JETP. 1998. V. 113. No 6. P. 1.
2. Ю.Ф.Попов и др. // Письма в ЖЭТФ. Т. 69. В. 4. С. 302.
3. K. Sawada, N. Nagaosa // PRL. 2005. V. 95. P. 237402.
4. K. Sawada, N. Nagaosa // Appl. Phys. Lett. 2005. V. 87. P. 042503.
5. N. Kida et al. // PRL. 2006. V. 96. P. 167202.

ОСОБЕННОСТИ ЛОКАЛЬНОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ МИЛЛИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА НА ПОКРОВНЫЕ БИОЛОГИЧЕСКИЕ ТКАНИ

Е.Н. Шевелева, О.В. Бецкий¹, А.В. Козарь, А.Ф. Королев²

¹*Институт радиотехники и электроники РАН*

²*Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова*

Чрезвычайные ситуации природного и техногенного характера приобретают с каждым годом все более масштабный характер, приводя к обострению экологической ситуации. Зачастую неблагоприятное изменение экологии в отдельном регионе ведет к распространению вспышек эпидемий и массовых заболеваний. Все это диктует современной медицине необходимость использования методов воздействия на организм человека, которые сочетали бы в себе высокий профилактических потенциал, возможность полинозологического воздействия, хорошую совместимость с медикаментозными препаратами. Выраженность лечебных эффектов и возможность профилактического применения крайневисокочастотного(КВЧ)-воздействия обуславливает его эффективность для решения задач охраны здоровья. В связи с этим актуально изучение индивидуальных различий ответной реакции организма с точки зрения структурных особенностей покровных биологических тканей.

КВЧ-облучение влияет на биообъекты, изменяя в них скорости физико-химических и биологических процессов. Изменение физико-химических свойств внеклеточной воды, и соответственно изменение диэлектрических параметров среды определяет совокупность эффектов возникающих при воздействии электромагнитного излучения КВЧ-диапазона.

Проведенные расчеты показали, что поглощение миллиметрового излучения в коже примерно в 2 раза меньше чем согласно теории Дебая для чистой воды. Предлагается более корректная модель для расчета поглощения КВЧ-излучения кожей с учетом различной насыщенности слоев физиологическими жидкостями. Рассматривали плоскостроистую модель кожи, предполагая ее условное разделение на j слоев. Для определения диэлектрических свойств первого слоя использовались данные по диэлектromетрии кератина [1]. Свойства нижележащего слоя - дермы трактовались исходя из того, что ее основную часть $\sim 62,5\%$ составляет увлажненный коллаген. Характер частотной зависимости $\varepsilon(\nu)$ для увлажненного коллагена исследовался в работе [2]. Проводимость и диэлектрическая проницаемость жировой ткани (гиподермы) считалась известной по результатам работ [3].

Проведенное численное моделирование воздействия миллиметрового облучения указывает на наличие локальных максимумов поглощения в коже (рис.1).

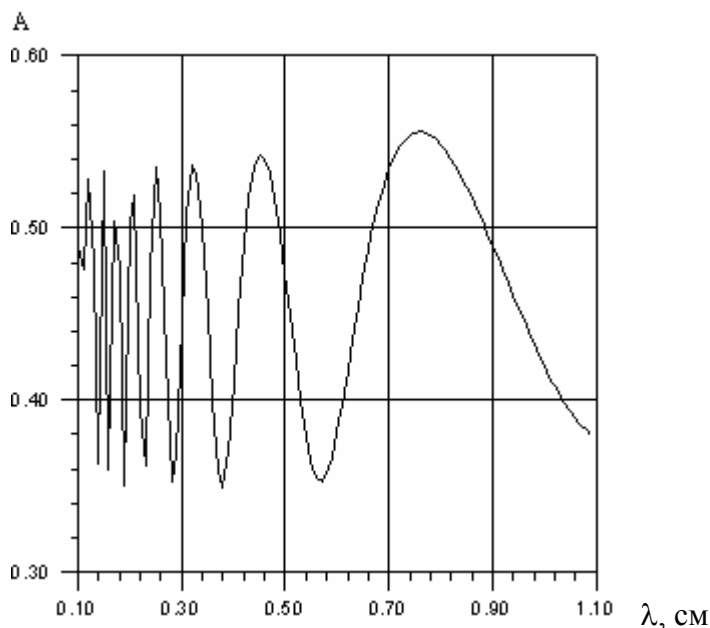


Рис.1. Спектр поглощения по мощности.
Толщина эпидермиса - 0,2 мм, дермы - 1 мм, гиподермы - 10 мм.

Изучение спектров поглощения миллиметрового излучения показало изменение интерференционной картины при варьировании толщины дермального слоя в диапазоне 1 - 1,5 мм. Значительное наличие сильно гидратированных тканей в данном слое, в частности гидрофильных гликозаминогликанов, кровеносного русла позволяет предполагать изменение абсорбционных характеристик связанной воды при воздействии миллиметрового излучения. В результате миллиметровое воздействие может индуцировать локальное увеличение синтеза гиалуроновой кислоты, притягивающей воду, вызывая набухание внеклеточного матрикса, облегчая регенерацию. Это подтверждается клиническими данными по изучению скорости заживления ран при миллиметровом облучении. Изменяется способность тканей поглощать излучение на границе сосочкового и ретикулярного слоев дермы, что может привести к образованию стоячих волн и возникновению локальных областей перегрева. Численное моделирование показало, что диэлектрические характеристики дермального слоя меняются в зависимости от температуры и гидрокомпоненты кожных покровов (которая в свою очередь имеет определенную возрастную динамику).

С целью проверки теоретических расчетов было проведено сравнение пространственного распределения поглощения миллиметрового излучения в моделях биологических тканей и коже методом ИК-термографии. Термовизионная методика и блок-схема установки подробно описаны в

[4]. Используемое программное обеспечение позволяло получать полную картину УПМ (удельной поглощенной мощности) в аксонометрии (рис.2).

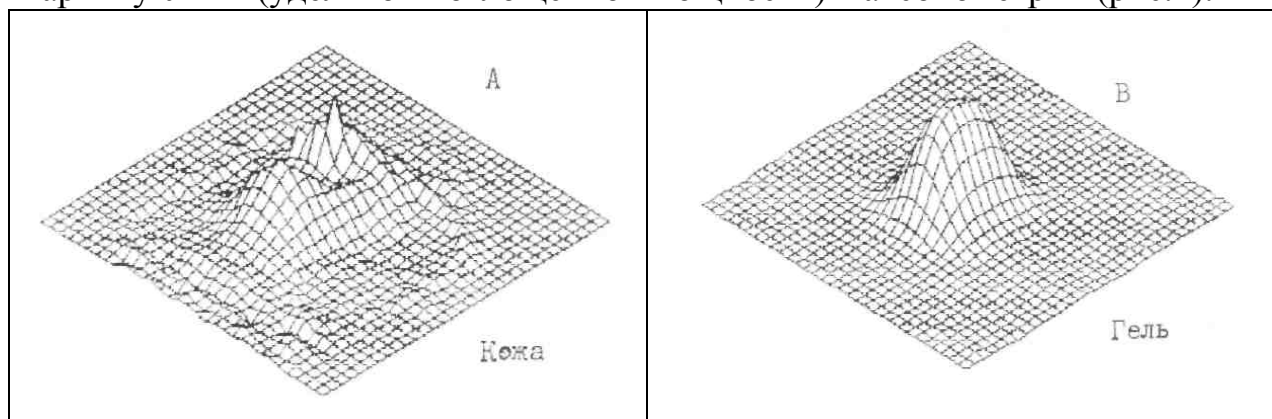


Рис.2. Относительный профиль УПМ при $f=46$ ГГц

А – в коже на глубине 1,5 мм

В – на поверхности гелевого фантома.

Показано, что профили разогрева кожи меняются - с увеличением времени облучения глубина локализации максимума перегрева в коже возрастает с 0,7 мм до 1,5 мм.

Таким образом, при совмещении локальных максимумов, обусловленных параметрами излучателя, диэлектрическими параметрами кожи, возможно формирование областей значительных локальных перегревов в коже. Данные обстоятельства приводят к развитию морфологических структурных изменений в коже. После облучения при гистологическом анализе было выявлено: расширение сосудов в нижних слоях дермы, вазодилатация и дегрануляция тучных клеток, диapedез эритроцитов, что может свидетельствовать о развитии локальной воспалительной реакции.

ЛИТЕРАТУРА

1. А.Г. Кисляков, И.Н. Мордвинкин Диэлектрические параметры кератина в миллиметровом диапазоне длин волн // Биофизика. 2001. Т. 46. В. 1. С. 93.
2. Т.А. Новоскова, В.И. Гайдук Моделирование поглощения КВЧ излучения кожей на основе расчета диэлектрической релаксации увлажненного коллагена. Миллиметровые волны в медицине и биологии // Сб. статей под ред. Н.Д. Девяткова, М.: 1989, с. 276-283.
3. S. Gabriel, R.W. Lau, C. Gabriel The Dielectric Properties of Biological Tissues: II, III. // Phys. Med. Biol. 1996. V. 41. P. 2251.
4. О.В. Бецкий и др. // ДАН. 1989. Т. 309, №1. С. 230.

НЕЛИНЕЙНАЯ ДИНАМИКА НАНОРАЗМЕРНЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУР И ПЛОТНЫХ АТОМАРНЫХ ГАЗОВ В ПОЛЕ СВЕТОВОЙ ВОЛНЫ

О.Х. Хасанов, Г.А. Русецкий, Л.В. Деменцова*

Объединенный Институт физики твердого тела и полупроводников НАНБ,

ул. П. Бровки 19, Минск 220072, Беларусь

** Белорусский государственный университет, пр. Независимости 4, Минск 220030*

В настоящее время активно развивается фемтосекундная нанофотоника. Прогресс в создании наноструктурированных материалов, надмолекулярных структур и молекулярных агрегатов приводит к революционным изменениям в оптике сверхкоротких импульсов, нелинейной и квантовой оптике, атомной физике. Квантоворазмерные эффекты радикально усиливают нелинейно-оптические взаимодействия ультракоротких импульсов (УКИ) света со структурами, что создает хорошие предпосылки для создания на их основе устройств управления, переключения и преобразования УКИ, а также для развития методов когерентной нестационарной спектроскопии структур. С учетом большой силы осцилляторов возбужденных квазичастиц в полупроводниковых наноразмерных гетероструктурах (ПНГ) велико влияние их диполь-дипольного взаимодействия (ДДВ). Следует отметить, что дипольный момент перехода может достигать $30\text{--}40 D$, поэтому даже при небольшой концентрации квазичастиц можно ожидать проявления ДДВ, приводящего в общем случае к динамическому смещению частоты перехода и зависимости скорости фазовой релаксации от возбуждения. В данной работе, исследуя нестационарную нутацию в ПНГ A_3B_5 , мы изучаем их нелинейную динамику в поле УКИ с целью разработки методов когерентного контроля экситонных состояний. Проводится сравнительный анализ с плотными атомарными газами.

Следует отметить, что если для атомарных газов приемлемо рассматривать двухуровневую модель, то в ПНГ, строго говоря, анализ переходных процессов необходимо проводить в многочастичном приближении. Так, например, в структурах A_3B_5 в указанные процессы могут давать вклад экситонные переходы с участием тяжелых и легких дырок. При значительном различии указанных состояний достаточно корректно ограничиться рассмотрением актуальных переходов и можно свести задачу к двухуровневой модели с учетом упомянутых выше эффектов локального поля. Тогда проблема может быть сведена к решению системы уравнений для поляризации p и разности населенностей n :

$$\frac{\partial p}{\partial t} = iEn + i\Omega p - \Gamma p, \quad (1)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = 2i(E^* p - p^* E) - \gamma_1(n-1), \quad (2)$$

где $p = u + iv$, $\Gamma = (\gamma_2 + \alpha n)$, $\Omega = (\delta + \omega_L n)$, $E = \mu \tilde{E} / \hbar$, $\delta = (\omega_a - \omega_0)$, μ – дипольный момент резонансного перехода, $\omega_L = (4\pi N \mu^2) / (3\hbar)$ – частота Лоренца, N – концентрация активных центров, $\gamma_2^{-1} = \gamma_{ph}^{-1} = T_2$, $\gamma_1^{-1} = T_1$, T_1, T_2 – времена продольной и поперечной релаксации соответственно, α – параметр, учитывающий зависимость скорости фазовой релаксации от возбуждения.

В работе численно и аналитически исследован сигнал нестационарной оптической нутации в ПН A_3B_5 и плотных атомарных газах с учетом влияния эффектов локального поля, таких как динамический сдвиг частоты перехода и нелинейный характер фазовой релаксации. Показано, что в общем случае динамика сигнала может быть описана в рамках модели ангармонического осциллятора с кубической нелинейностью и нелинейным характером диссипации. Анализируется влияние эффектов локального поля на спектр наблюдаемого сигнала.

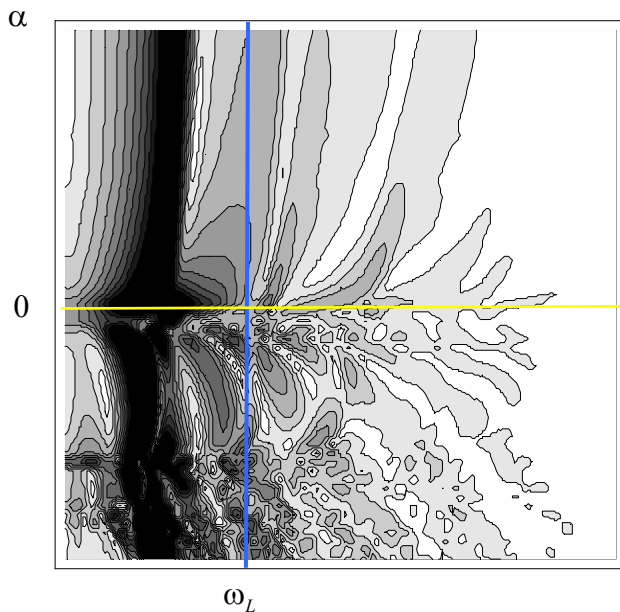


Рис. 1. Спектр сигнала нутации в зависимости от параметра α . α изменяется от $-\gamma_2$ до γ_2 . $\alpha < 0$ соответствует случаю возбуждения газовых сред, а $\alpha > 0$ – полупроводников. Темные линии характеризуют спектральный состав сигнала нутации.

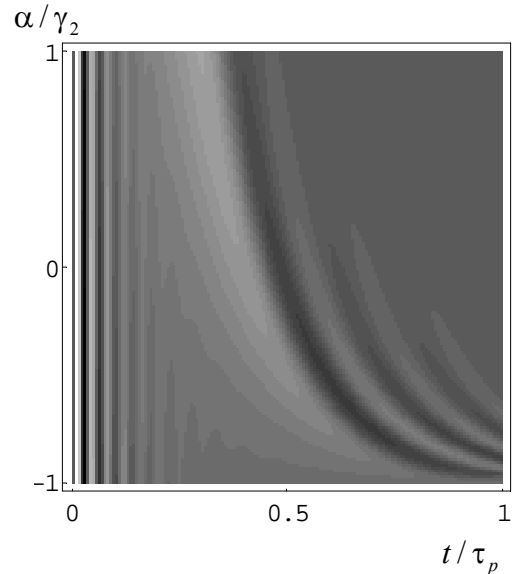


Рис.2. Сигнал нестационарной нутации в зависимости от параметра дефазировки зависящей от возбуждения. $\delta = 0$, $\gamma_2 = 10^8 \text{ Hz}$, $\tau = 200 \text{ ns}$, $N = 1.8 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, $\omega_R \tau = 16\pi$.

На рис. 1 показан спектр сигнала нутации в зависимости от параметра α . Спектральная зависимость интенсивности представлена линиями

равной интенсивности. Большей интенсивности соответствуют более темные области. Очевидно, что при воздействии возбуждающего поля на ПНГ ($\alpha > 0$) спектр нестационарной нутации представляет собой набор отдельных линий. Однако при переходе к газовым средам спектральный состав сигнала нутации значительно усложняется и выделить отдельные линии становится практически невозможным.

Временное поведение сигнала нестационарной нутации представлено на рис. 2 для различных значений параметра α . Сигнал нутации содержит осцилляции на двух частотах, которые разделены во времени. Момент времени, при котором происходит переход от большей частоты осцилляций к меньшей, зависит от величины α : с ее увеличением указанный выше переход происходит на больших временах. Представленная на рис. 3 траектория вектора Блоха в фазовом пространстве подтверждает данные, представленные на рис. 2.

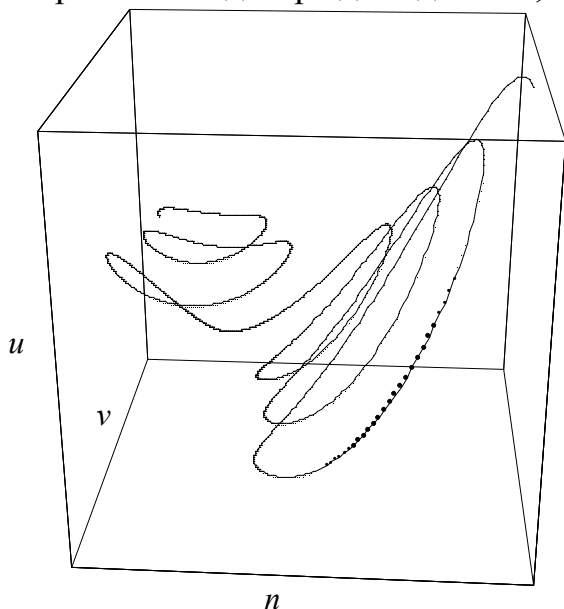


Рис. 3. Сигнал нутации в фазовом пространстве.

Динамический сдвиг частоты Лорентца, $\omega_L n$, приводит к тому, что в спектре сигнала нутации появляются дополнительные частоты осцилляций, которые зависят от величины и знака отстройки частоты возбуждающего импульса и отношения δ/ω_L . При $\delta \rightarrow \omega_R$ спектр сигнала нутации состоит из набора кратных частот. При $\delta \approx \omega_R$ проявляется бифуркационное поведение сигнала. В работе проводится поиск особых точек и их классификация.

Таким образом, в условиях влияния локального поля в ПНГ и плотных атомарных газах наблюдается значительное изменение характера нестационарной оптической нутации. Зависимость скорости фазовой релаксации от интенсивности возбуждающего импульса (параметр α), характерная для полупроводниковых структур и плотных газов, существенно влияет на спектральный состав наблюдаемого сигнала нутации. Если спектр нутационных сигналов полупроводниковых структур характеризуется дискретным набором частот, зависящим от α, ω_L, δ , то спектр сигнала в плотных газах трудно идентифицировать, поскольку он определяется сложной спектральной суперпозицией.

СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ВОЗДЕЙСТВИЯ РАДИАЦИОННОГО И МИКРОВОЛНОВОГО ИЗЛУЧЕНИЙ НА СЕГНЕТОЭЛЕКТРИК ТРИГЛИЦИНСУЛЬФАТ

Г.И. Овчинникова, Н.В. Белугина*, А.Л. Толстихина*

Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова

**Институт кристаллографии им. А.В. Шубникова РАН*

Большинство специфических свойств сегнетоэлектриков, согласно многочисленным экспериментальным данным, являются структурно – чувствительными, т.е. сильно меняющимися при введении структурных дефектов и примесей. В настоящее время для изучения структурно – чувствительных свойств этих материалов в основном используют метод радиационного воздействия, который позволяет с единой точки зрения рассматривать проблему структурной чувствительности свойств сегнетоэлектриков.

Следствием прохождения радиации через твердое тело является разупорядочение идеальной кристаллической решетки и появление новых состояний в электронной конфигурации кристалла. И хотя механизмы потерь и виды дефектов, образующихся в кристаллах при воздействии радиации, зависят от вида излучения (γ - излучение, рентгеновское и ультрафиолетовое), общим результатом воздействия является образование разного рода дефектов в виде смещений атомов из узлов решетки в междоузлия (дефекты Френкеля), сложных групповых дефектов в виде скоплений выбитых атомов, групп вакансий, цепочек смещений и т.п. [1]. Сложность отклика сегнетоэлектрика на ионизирующее излучение затрудняет изучение влияния отдельных типов дефектов на свойства этих материалов. Поэтому в последнее время значительный интерес проявляется к созданию дефектов с помощью неионизирующего электромагнитного излучения и в частности микроволнового излучения. Этот частотный диапазон интересен своими характерными временами ($\sim 10^{-11}$ сек), которые соизмеримы с временами жизни, например, водородных связей, а также значениями энергии кванта ($\sim 10^{-4}$ эВ), соизмеримыми с энергиями слабых водородных и вообще межмолекулярных связей, которые, в свою очередь, определяют процессы ассоциации молекул. Все это позволяет предположить, что микроволновый диапазон электромагнитного излучения может также быть методом изучения структурно – чувствительных свойств сегнетоэлектриков и не только. Что касается сегнетоэлектриков, то наибольший интерес для микроволнового исследования, как следует из вышесказанного, представляют водородсвязанные сегнетоэлектрики, в

которых появляется возможность проследить за вкладом протонной подрешетки в общий отклик на облучение.

В связи с этим в работе была поставлена задача сравнительного изучения изменений сегнетоэлектрических свойств водородсвязанных сегнетоэлектриков под воздействием радиационного и микроволнового электромагнитных излучений. Изучались как электрические (диэлектрическая проницаемость, пирокоэффициент, спонтанная поляризация и т.п.), так и структурные (изменение доменных границ и морфологии поверхности скола) изменения кристаллов под действием только γ - излучения различных доз и мощностей, а также под воздействием только микроволнового излучения.

Исследовался водородсвязанный сегнетоэлектрик триглицинсульфат (ТГС), структуру которого составляют, согласно [2], дипольные ионы глицина $\text{NH}_3^+\text{CH}_2\text{COO}^-$, ионы глицина $\text{NH}_3^+\text{CH}_2\text{COOH}$ и тетраэдрические ионы SO_4^{2-} , соединенные между собой в основном водородными связями $\text{O}-\text{H}\dots\text{O}$ и $\text{N}-\text{H}\dots\text{O}$.

Основные результаты исследований можно сформулировать следующим образом:

Несмотря на разницу в несколько порядков в величине энергии кванта воздействующих излучений основные реакции на облучение имеют идентичный характер, а именно, изменяется величина спонтанной поляризации, уменьшается и расширяется по температуре аномалия диэлектрической проницаемости в окрестности фазового перехода, смещается температура фазового перехода.

Исследование петель гистерезиса указывает на возникновение униполярности, причем величина возникающего смещающего поля оказывается одного порядка при обоих видах облучения.

Изменяется морфология поверхности скола кристалла с дозой облучения таким образом, что можно говорить об частичном нарушении спайности.

В обоих случаях существует сильная зависимость всех характеристик от исходного состояния образцов: от степени дефектности до облучения, от времени и температуры предварительного отжига.

Дозовая зависимость основных характеристик кристалла в обоих случаях имеет одинаковый характер, который указывает на наличие эффекта отжига ростовых дефектов при малых интенсивностях облучения.

Для иллюстрации на рис.1 и 2 представлена температурная зависимость обратной диэлектрической проницаемости триглицинсульфата, подверженного разным дозам радиационного (рис.2) и микроволнового (рис.1) излучений.

Существуют особенности, связанные с видом облучения, которые лишь подчеркивают и усиливают общие тенденции, перечисленные выше. Так, например, при облучении большими дозами γ -излучения температура

фазового перехода смещается в сторону меньших значений, а при облучении микроволнами в сторону больших значений, что видно из рис.1, 2, и т.п.

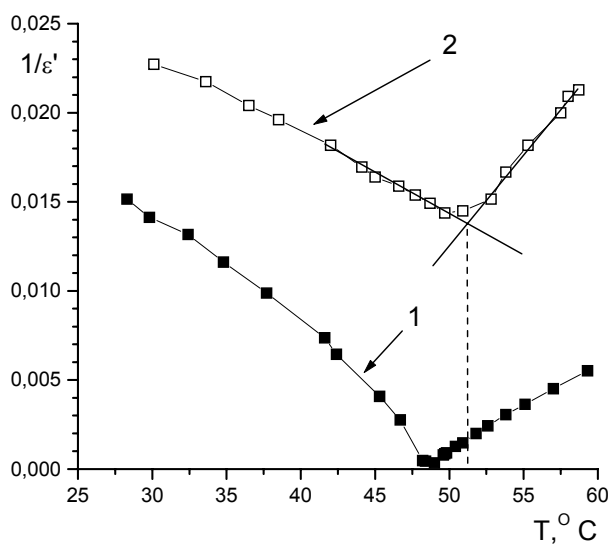


Рис.1. Температурная зависимость $1/\epsilon'$ необлученного (1) и облученного (2) микроволнами кристалла ТГС.

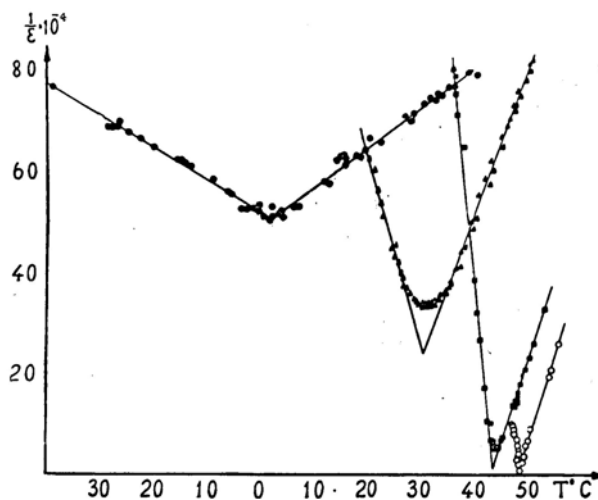


Рис.2. Температурная зависимость $1/\epsilon'$ необлученного (крайняя правая кривая) и облученного (левые кривые) разными дозами γ -излучения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Е.В. Пешиков "Действие радиации на сегнетоэлектрики" Ташкент.: Фан., 1972.
2. S. Yjshino, I. Okaya, R. Repinsky // Phys.Rev. 1959. № 115. P. 323.