МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РФ

САМАРСКИЙ ФИЛИАЛ УЧРЕЖДЕНИЯ РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ
НАУК ФИЗИЧЕСКОГО ИНСТИТУТА
ИМ. П.Н. ЛЕБЕДЕВА РАН

УЧЕБНО-НАУЧНЫЙ КОМПЛЕКС
УЧРЕЖДЕНИЯ РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК
ФИЗИЧЕСКОГО ИНСТИТУТА ИМ. П.Н. ЛЕБЕДЕВА РАН

ФГБОУ ВПО «САМАРСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ»

САМАРСКИЙ НАУЧНО-ОБРАЗОВАТЕЛЬНЫЙ ЦЕНТР
ПО ОПТИКЕ И ЛАЗЕРНОЙ ФИЗИКЕ

IX ВСЕРОССИЙСКИЙ МОЛОДЕЖНЫЙ САМАРСКИЙ КОНКУРС-КОНФЕРЕНЦИЯ НАУЧНЫХ РАБОТ ПО ОПТИКЕ И ЛАЗЕРНОЙ ФИЗИКЕ

(Самара, 9–13 ноября 2011 года)

Сборник конкурсных докладов

Москва
2011

УДК 535+543.42
ББК 22.34
В85

В85 **IX Всероссийский молодежный Самарский конкурс-конференция научных работ по оптике и лазерной физике** : сборник конкурсных докладов (Самара, 9–13 ноября 2011 г.). – Москва : Учреждение Российской академии наук Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, 2011. – 308 с.
ISBN 978-5-902622-21-5

В сборнике представлены работы участников **IX Всероссийского молодежного Самарского конкурса-конференции научных работ по оптике и лазерной физике**. Теоретические и экспериментальные исследования участников конкурса охватывают широкий круг проблем современной оптики и лазерной физики: исследование фотонных кристаллов, оптическое манипулирование, компьютерная оптика, волоконная оптика, адаптивная оптика, квантовая электродинамика и теория связанных состояний, оптические методы диагностики, биофотоника и другие.

Для студентов и аспирантов, специализирующихся в области оптики, спектроскопии, лазерной физики, научных работников и преподавателей.

УДК 535+543.42
ББК 22.34

ISBN 978-5-902622-21-5 © Авторы, 2011

СТУДЕНЧЕСКАЯ СЕКЦИЯ

ДИНАМИКА НАСЕЛЕННОСТЕЙ В ДВОЙНЫХ ТУННЕЛЬНО-СВЯЗАННЫХ КВАНТОВЫХ ЯМАХ С ЗАМКНУТЫМ КОНТУРОМ ВОЗБУЖДЕНИЯ

К.А. Баранцев, А.Н. Литвинов, Б.Г. Матисов

Санкт-Петербургский государственный политехнический университет,
195251, Россия, Санкт-Петербург, Политехническая, 29
kostmann@yandex.ru

АННОТАЦИЯ

В работе исследованы условия формирования темных резонансов при взаимодействии оптического излучения с туннельно-связанными квантовыми ямами. Изучено влияние фаз оптических полей на возникновение тёмных резонансов и установлено, что в зависимости от значения алгебраической суммы фаз возбуждающих полей, возможно, как разрушение, так и восстановление тёмных резонансов. Показано, что изменение фаз возбуждающих полей непосредственно влияет на характер поглощения и дисперсии пробного поля в среде с квантовыми ямами.

1. ВВЕДЕНИЕ

В последние два десятилетия значительное внимание уделяется эффекту когерентного пленения населенностей (КПН), который в случае оптически-плотной среды носит название электромагнитно-индуцированная прозрачность (ЭИП). В простейшем случае ЭИП заключается в возникновении специфического (т.н. темного) суперпозиционного квантового состояния нижних уровней трехуровневой Λ-системы при взаимодействии с полем оптического излучения [1]. В темном состоянии меняются оптические свойства среды [2]. На зависимости поглощения излучения в такой среде от разности частот спектральных компонент наблюдается провал (т.н. тёмный резонанс или резонанс ЭИП) вблизи разности энергий долгоживущих состояний атома. При этом характерный масштаб частотной области такого просветления (т.е. области темного резонанса) может составлять тысячные доли процента от естественной ширины линии атомного перехода. Естественно, что такие узкие резонансы представляют значи-

тельный интерес при разработке устройств для записи и хранения квантовой информации [3], и квантовых логических ключей [4]. Например, на основе резонанса ЭИП в атомах, помещенных в оптическую решетку, были реализованы методы записи и считывания кубитов с высокой степенью достоверности.

Дальнейший прогресс в реализации элементной базы для квантовых вычислений с использованием резонансов ЭИП может быть связан с реализацией такого эффекта в твердотельных структурах, из которых особый интерес представляют полупроводниковые наноструктуры - квантовые ямы, квантовые точки. Важным преимуществом использования наноструктур перед другими твердотельными системами, в которых могут наблюдаться тёмные резонансы является возможность задания требуемого положения уровней размерного квантования на технологическом этапе изготовления структуры, что позволяет адаптировать структуру к тем или иным лазерным источникам.

Известно, что при реализации различного рода интерференционных эффектов в твердых телах существуют трудности, связанные с большим количеством факторов, уширяющих ширины линий оптических переходов. Это ведет к быстрому по сравнению с газовыми средами распаду любой наведенной когерентности в системе. Тем не менее, в последние годы тёмные резонансы исследуется как теоретически, так и экспериментально, например, в полупроводниковых квантовых ямах на основе InGaAs/AlInAs и GaAs. Экспериментально исследовано явление ЭИП, которое возникает благодаря образованию когерентного состояния между тяжелыми и легкими дырками валентной зоны. Возникновение резонанса ЭИП при фемтосекундном возбуждении в структурах с массивом квантовых ям экспериментально наблюдалось в [5], в [6] проведено наблюдение ЭИП в фотонных кристаллах.

В последние несколько лет внимание исследователей стали также привлекать структуры, представляющие собой двойные туннельно-связанные квантовые ямы. Так в [7] построена теория ЭИП в ассиметричных двойных квантовых ямах, а в [8] теоретически исследован нелинейный отклик света в присутствии сильного поля в условиях резонанса ЭИП в таких же структурах. Однако ряд важных вопросов в таких структурах остаётся открытым, в частности это реализация тёмных резонансов в замкнутой схеме возбуждения, в которой соотношение между фазами возбуж-

дающих полей является определяющим условием возникновения тёмных резонансов.

2. ОСНОВНАЯ ЧАСТЬ

На Рис.1 представлена квантовая структура, состоящая из двух туннельно-связанных ям. Состояния $|3\rangle$ и $|4\rangle$ соответствуют симметричной и антисимметричной комбинации волновых функций в каждой из квантовых ям, поскольку барьер между ямами является проницаемым. Тогда величина 2Δ туннельного расщепления между этими верхними состояниями связана с вероятностью туннелирования из одной квантовой ямы в другую. На структуру воздействуют две электромагнитные волны оптического диапазона с частотами ν_1 и ν_2, частотами Раби Ω_1 и Ω_2. Кроме того, мы считаем, что волновые функции в состояниях $|1\rangle$ и $|2\rangle$ частично перекрываются, что позволяет связать нижние уровни дополнительным электромагнитным ИК полем частоты ν_3 и частоты Раби V, реализуя пространственно-непрямой переход.

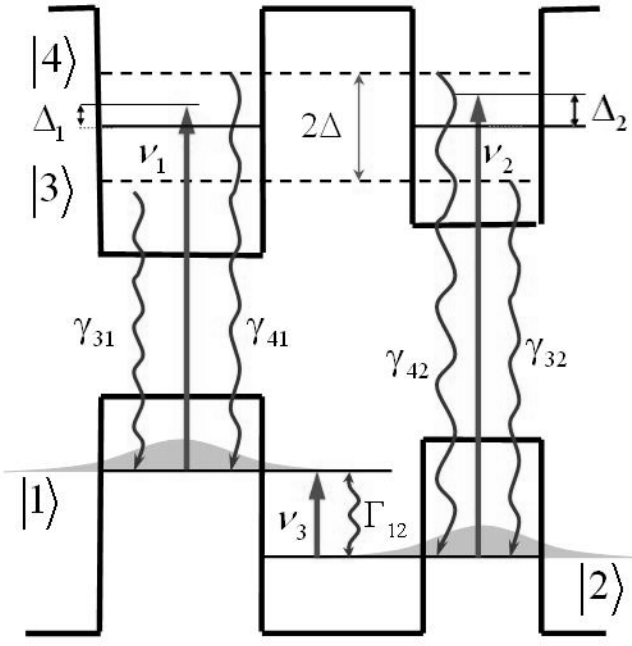


Рис.1. Схема энергетических уровней в двойной туннельно-связанной квантовой яме: 2Δ – величина туннельного расщепления; ν_1, ν_2 – частоты лазерных полей оптического диапазона, действующих на переходах $|1\rangle \to |3\rangle(|4\rangle)$ и $|2\rangle \to |3\rangle(|4\rangle)$ соответственно, а Δ_1 и Δ_2 – их частотные отстройки от резонансов с соответствующими переходами; ν_3 – частота ИК - поля, действующего на переход $|1\rangle \to |2\rangle$, γ_{ij}, Γ_{12} -скорости спонтанной релаксации населенностей

Для описания взаимодействия структуры, представленной на Рис.1 с трехчастотным лазерным полем, используем уравнение для элементов матрицы плотности ρ_{ij}:

$$\frac{\partial \rho_{ik}}{\partial t} = -\frac{i}{\hbar}\sum_{l}\left[H_{il}\rho_{lk} - \rho_{il}H_{lk}\right] + \sum_{l,m}\Gamma_{ik,lm}\rho_{lm},$$

где $\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{H}_{\text{int}}$ – гамильтониан системы, $\Gamma_{ik,lm}$ – элементы релаксационной матрицы $\hat{\hat{\Gamma}}$.

При решении данного уравнения в стационарном случае $\left(\frac{\partial \rho_{ij}}{\partial t} = 0, (i, j = 1 \div 4)\right)$ получены зависимости населенностей $(\rho_{ii}, (i = 1 \div 4))$ и когерентностей $(\rho_{ij}, (i \neq j))$ от двухфотонной отстройки $\delta = \left(\Delta_1 - \Delta_2\right)/2$, относительной фазы трехчастотного излучения $\Phi = \varphi_1 - \varphi_2 - \varphi_3$ (φ_i - фаза i-ого поля) и от частоты Раби V инфракрасного излучения. Прежде всего, заметим, что наличие в какой-либо системе уровней замкнутого контура взаимодействия коренным образом меняет характеристики среды. В нашем случае замыкание контура взаимодействия осуществляется по двум каналам: между возбужденными состояниями $|3\rangle$ и $|4\rangle$ имеет место резонансное туннелирование, а между нижними состояниями $|1\rangle$ и $|2\rangle$ приложено поле ИК-излучения (см. Рис.1). Соответственно параметром, характеризующим замкнутый контур взаимодействия в структуре, является относительная фаза Φ, в зависимости от значения которой качественно меняется вид населенностей и когерентностей, что видно на Рис.2.

Видно, что при значении фазы $\Phi = 0$ в двойной туннельно–связанной квантовой яме наблюдается КПН. Действительно, в случае двухфотонного резонанса ($\delta = 0$) населенность практически полностью сосредоточена на нижних уровнях (Рис.2 – сплошная кривая). В тоже время для верхних уровней наблюдается узкий темный резонанс. При этом, изменяя значение фазы Ф, тоже можно управлять степенью контраста такого темного резонанса, как это было в случае атомных систем. Так для значения фазы $\Phi = \pi/4$ происходит уменьшение амплитуды темного резонанса (пунктирная кривая), а при значении $\Phi = \pi/2$ провал в населенностях возбужденных состояний вообще исчезает (штрихпунктирная кривая), что означает окончательное разрушение темного состояния. Физически, такое разруше-

ние КПН обусловлено отсутствием специфических суперпозиционных состояний нижних уровней для значений фаз контура взаимодействия не равных нулю.

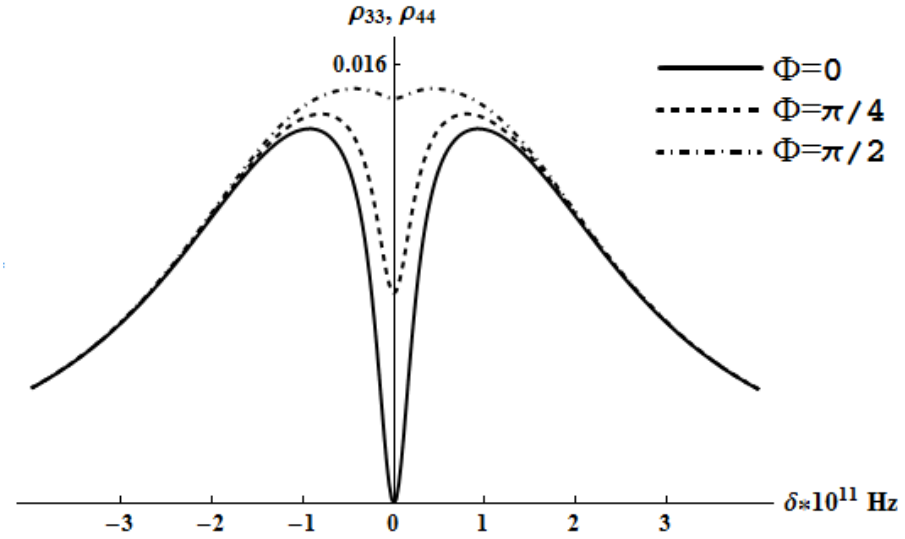


Рис.2. Зависимость населенностей ρ_{33} и ρ_{44} верхних уровней от двухфотонной отстройки $\delta = (\Delta_1 - \Delta_2)/2$ для трёх значений результирующей фазы $\Phi = \varphi_1 - \varphi_2 - \varphi_3$. Здесь частоты Раби полей: $\Omega_1 = \Omega_2 = V = 0.25\gamma$, ширина туннельного расщепления $\Delta = \gamma$, где $\gamma = 10^{11}$ Гц

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе получены следующие результаты:

1) Исследовано взаимодействие туннельно-связанных квантовых ям с тремя оптическими полями - два лазерных поля оптического диапазона и одно инфракрасного, которые образуют замкнутый контур возбуждения. Установлено, что в зависимости от разности Φ фаз между этими полями имеет место как разрушение КПН, так и его восстановление. При этом для $\Phi = 0$, амплитуда тёмного резонанса максимальна, а для $\Phi = \pi/2$ тёмный резонанс отсутствует.

2) Обнаружено, что восстановить темный резонанс при $\Phi = \pi/2$ возможно, разрушив замкнутый контур возбуждения по средствам выключения ИК волны.

3) Обнаружено, что показатель преломления для лазерных полей оптического диапазона в области тёмного резонанса при $\Phi = \pi/4$ имеет резонансные особенности, которые с увеличением амплитуды лазерного поля инфракрасного диапазона пропадают.

Выполненные исследования актуальны для разработки устройств записи и обработки квантовой информации. Квантовая память основана на сравнительно долгом времени распада когерентности между уровнями $|1\rangle$ и $|2\rangle$ на Рис.1 ($\sim 10^{-6}$ сек по сравнению со временем распада когерентностей между $|1\rangle(|2\rangle)$ и $|3\rangle(|4\rangle)$ $\sim 10^{-11}$ сек). По результатам исследований были сделаны доклады на XV всероссийской научно-методической конференции «Фундаментальные исследования и инновации в национальных исследовательских университетах», на IXX международном симпозиуме «Наноструктуры: физика и технологии».

Работа выполнена при финансовой поддержке ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» (2009-2013), гранта Президента РФ для молодых кандидатов наук МК-5318.2010.2, Российского фонда фундаментальных исследований.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Агапьев Б.Д., Горный М.Б., Матисов Б.Г. и Рождественский Ю.В. // УФН, 1993, 163, 1

2. Harris S. // Physics Today, 1997, 50, (36); Fleischhauer M., Imamoglu A., Marangos J. P. // Rev.Mod.Phys., 2005, **77**, 633

3. Nazarkin A., Netz R., Sauerbrey R. // Phys. Rev. Lett., 2004, 92, 043002

4. Shapiro J.H., Wong F.N.C. // Phys. Rev., 2006, A 73, 012315

5. Ma S.M., Xu H., Ham B.S. // Optics Express, 2009, 17, 148902

6. Yang X., Yu M., Kwong D.L. et. al. // Phys.Rev.Lett., 2009, 102, 173902

7. Silvestri L., Bassani F., Czajkowski G. et. al // Eur. Phys. J. B., 2002, 27, 89

8. Silvestri L., Czajkowski G. // Phys. Stat. Sol., 2008, C 5, 2412

ГОЛОГРАФИЧЕСКИЙ МЕТОД ФОРМИРОВАНИЯ СПИРАЛЬНЫХ ПУЧКОВ

К.Н. Афанасьев, С.А. Кишкин

Самарский филиал Учреждения Российской академии наук Физического института им. П.Н. Лебедева РАН, kishkin.sergey@gmail.com

АННОТАЦИЯ

Спиральные лазерные пучки сохраняют вид распределения интенсивности при распространении в зоне Френеля и могут иметь вид произвольной заранее заданной плоской кривой. Такие пучки обладают орбитальным угловым моментом, что позволяет использовать их в качестве ловушек в оптических пинцетах. В работе представлены результаты высококачественного формирования спиральных пучков при помощи только фазового пространственного модулятора света на основе голографического подхода.

1. ВВЕДЕНИЕ

Оптические пинцеты позволяют манипулировать объектами от нескольких нанометров до десятков микрометров, например, металлическими наночастицами, диэлектрическими сферами, вирусами, бактериями и клетками. Хотя одиночный остросфокусированный гауссов пучок остается эффективным инструментом для манипуляции, дальнейшее развитие инструментария возможно на пути использования особым образом сформированных в пространстве световых полей [1]. Управление пространственным распределением интенсивности и фазы светового поля позволяет создавать ловушки сложной конфигурации, обладающие новыми уникальными свойствами. Примером таких полей являются спиральные пучки света [2, 3], которые сохраняют вид распределения интенсивности при распространении в зоне Френеля и, например, могут иметь вид произвольной заранее заданной плоской кривой. Такие пучки обладают орбитальным угловым моментом, что позволяет использовать их для захвата и перемещения микроскопических объектов в поперечном сечении пучка вдоль траектории, заданной распределением интенсивности [4].

В общем случае для формирования спирального пучка требуется реализовать одновременно пространственную модуляцию интенсивности и

фазы исходного поля (рисунок 1). Например, амплитудную модуляцию можно осуществить при помощи полутонового фотошаблона, а фазовую – при помощи дифракционного оптического элемента (ДОЭ), изготовленного методом литографии на стекле или реализованном на слое бихромированной желатины [4]. Помимо технических сложностей данного подхода, существует ряд принципиальных ограничений: значительная доля энергии освещающего пучка поглощается амплитудным фотошаблоном, например, в случае пучка в форме «треугольной» гипоциклоиды доля энергии прошедшего излучения не превышает 23 %, а из-за погрешностей реализации фазового профиля дифракционная эффективность составляет 40-60 %. Таким образом, результирующая эффективность составляет около 9-14 %.

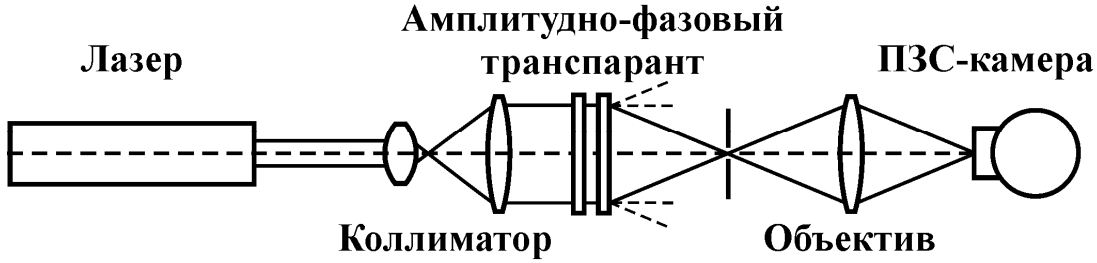


Рис. 1. Схема получения спиральных пучков методом амплитудно-фазовых масок. Спиральный пучок получается в процессе пространственной фильтрации дифракционных порядков

Одним из путей повышения энергетической эффективности является отказ от структурной устойчивости поля. В эксперименте, представленном на рисунке 1, вместо амплитудно-фазового можно использовать только фазовый ДОЭ, фазовый профиль которого основан на фазовом распределении исходного спирального пучка и несколько модифицирован в ходе итерационного процесса [5]. При этом поле с заданным распределением интенсивности формируется только в одной заданной плоскости, а эффективность составляет более 60 %.

В данной работе мы предлагаем реализовывать спиральные пучки (структурно устойчивые при распространении) при помощи фазовых голограмм, рассчитанных на компьютере. К преимуществам данного подхода следует отнести простоту расчета и экспериментальной реализации при помощи фазовых пространственных модуляторов света (ПМС), получивших в последнее время большое распространение, к недостаткам - невысокую дифракционную эффективность.

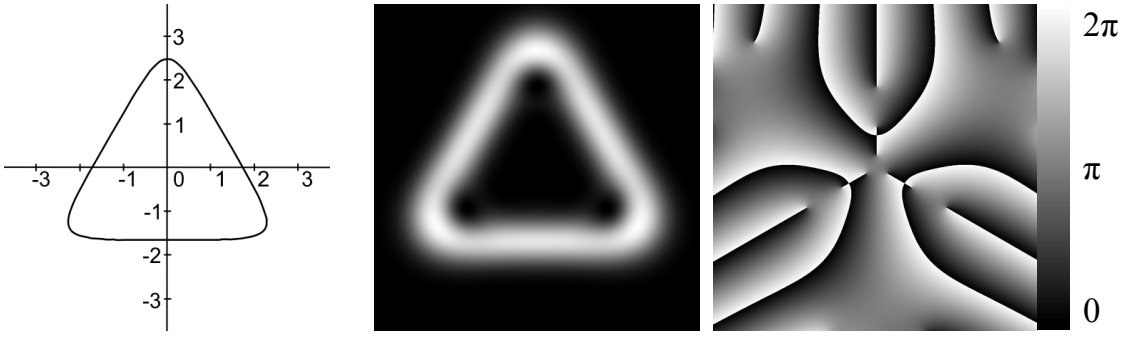
2. РАСЧЕТ ГОЛОГРАММ ДЛЯ ФОРМИРОВАНИЯ СПИРАЛЬНЫХ ПУЧКОВ

Комплексная амплитуда спирального пучка в виде кривой $\xi(t) = u(t) + iv(t)$, $t \in [0, T]$ задается интегралом [2, 3]:

$$S(z, \bar{z} \mid \xi(t), t \in [0,T]) = \exp\left(-\frac{z\bar{z}}{\rho^2}\right) \int_0^T \exp\left\{-\frac{\xi(t)\bar{\xi}(t)}{\rho^2} + \frac{2z\bar{\xi}(t)}{\rho^2} + \right.$$
$$\left. + \frac{1}{\rho^2} \int_0^t \left[\bar{\xi}(\tau)\xi'(\tau) - \xi(\tau)\bar{\xi}'(\tau)\right] d\tau \right\} \mid \xi'(\tau) \mid dt, \quad (1)$$

где ρ - гауссов параметр, черта означает комплексное сопряжение.

Пример спирального пучка в форме «треугольной» гипоциклоиды с девятью сингулярностями внутри контура представлен на рисунке 2. Энергетическая эффективность формирования такого пучка амплитудно-фазовым методом составляет 8 – 13 %.



а б в

Рис. 2. Спиральный пучок в виде «треугольной» гипоциклоиды:
а – образующая кривая, б – пространственное распределение интенсивности,
в – пространственное распределение фазы

Запишем комплексную амплитуду спирального пучка в терминах амплитуды и фазы:

$$S = A_S \exp[i\varphi_S] \quad (2)$$

здесь A_S и φ_S - соответственно пространственное распределение амплитуды и фазы спирального пучка. Аналогично запишем комплексную амплитуду плоской волны, распространяющуюся под углом α к оптической оси:

$$F = A_F \exp[i\varphi_F] \quad (3)$$

где $\varphi_F = (2\pi / \lambda) x \sin(\alpha)$, λ - длина волны лазерного излучения. Результатом интерференции этих двух полей является поле H :

$$H = S + F = A_S \exp[i\varphi_S] + A_F \exp[i\varphi_F] \quad (3)$$

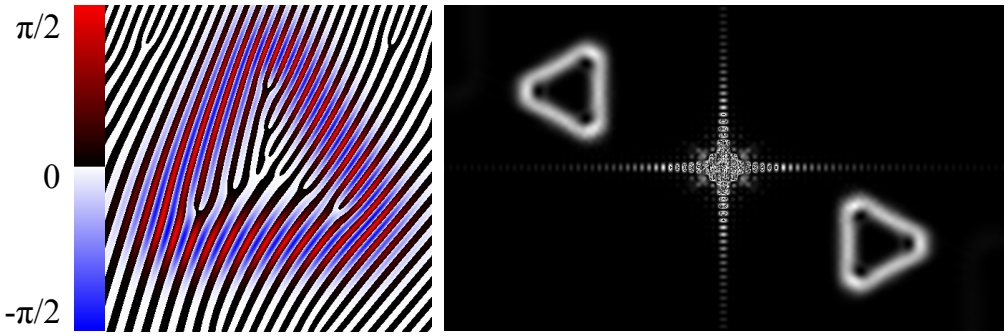
с интенсивностью:

$$H\bar{H} = A_S^2 + A_F^2 + 2A_S A_F \cos(\varphi_S - \varphi_F). \quad (4)$$

Пространственное распределение фазы голограммы определяется выражением:

$$\varphi_H = A_S A_F \cos(\varphi_S - \varphi_F) \cdot \frac{\pi}{2}, \quad (5)$$

при этом при расчетах следует выбирать $A_F = 1$, а A_S нормировать на 1. При этом $\cos(\varphi_S - \varphi_F) \in [-1,1]$, а множитель $\pi/2$ обеспечивает глубину максимальной фазовой модуляции π. На рисунке 3 представлен пример голограммы, рассчитанной для формирования спирального пучка в форме «треугольной» гипоциклоиды, представленного на рисунке 2 и результат моделирования её восстановления. Изображение голограммы для наглядности представлено в следующей палитре: цвета от черного до красного соответствуют значениям фазы от 0, до $\pi/2$, а цвета от белого до синего - значениям фазы от 0, до $-\pi/2$. Интенсивность поля в нулевом порядке (на рисунке 3 б в центре) примерно в 1000 раз больше, интенсивности в первом, расчетное значение дифракционной эффективности в первом порядке – 9 %. Другие примеры спиральных пучков и голограмм, рассчитанных для их формирования, представлены на рисунках 4, 5. Наклон плоской волны (формула 3) выбирался таким образом, чтобы избежать перекрытия различных дифракционных порядков: 1-го, 2-го порядка дифракции и порядков дифракции излучения на крае апертуры.



а б

Рис. 3. Голограмма для формирования спирального пучка в форме «треугольной» гипоциклоиды (а) и результат моделирования её восстановления (б): интенсивность в +1, 0 и -1 порядках дифракции.

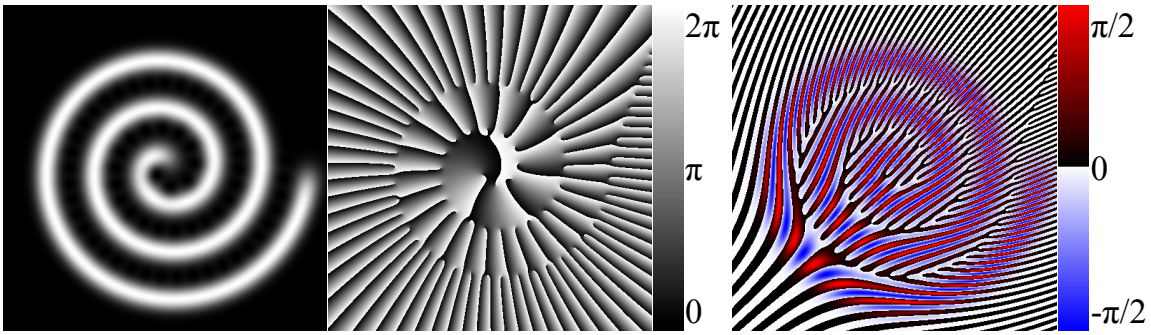


Рис. 4. Спиральный пучок в форме спирали Архимеда и голограмма для его формирования: а – пространственное распределение интенсивности спирального пучка, б – пространственное распределение фазы спирального пучка, в – пространственное распределение фазы голограммы

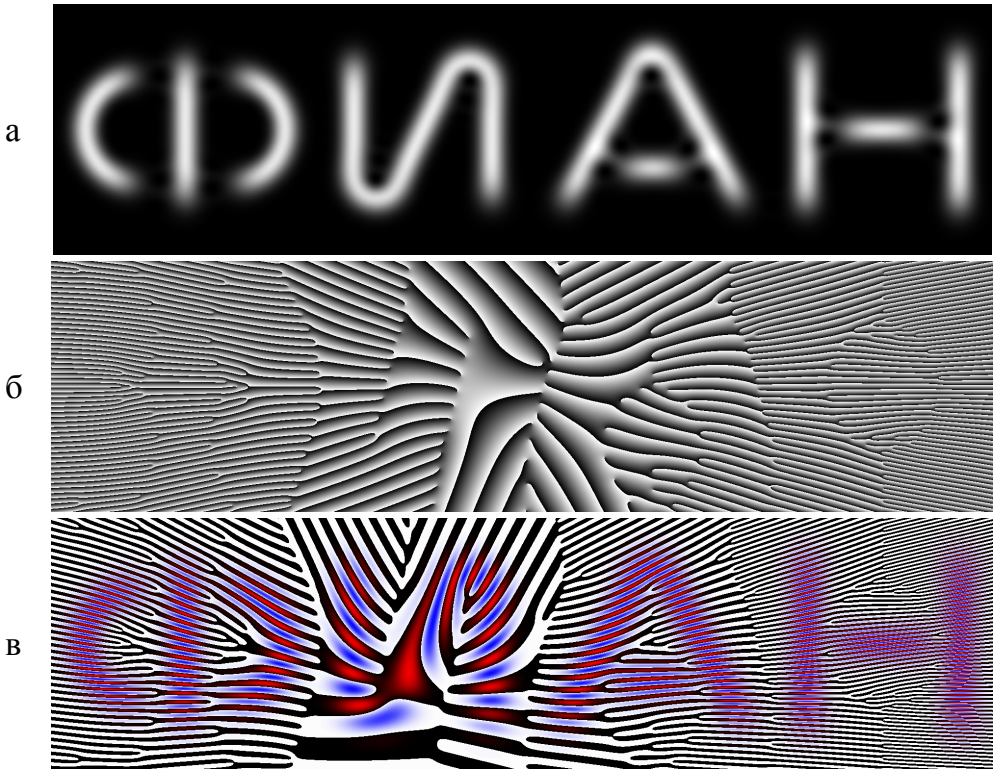


Рис. 5. Спиральный пучок «ФИАН» и голограмма для его формирования:
а – пространственное распределение интенсивности спирального пучка,
б – пространственное распределение фазы спирального пучка,
в – пространственное распределение фазы голограммы

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ РЕАЛИЗАЦИЯ СПИРАЛЬНЫХ ПУЧКОВ НА ОСНОВЕ ГОЛОГРАММ

Для проведения экспериментов использовался He-Ne лазер и управляемый фазовый модулятор HOLOEYE HEO 1080 P. Его основные характеристики: число элементов – 1920 × 1080, шаг пикселей 8 мкм, величина

максимальной модуляции фазы 2π, число градаций фазы – 256 (8 bit). В ходе эксперимента на модуляторе формировалось фазовое распределение голограммы, которое восстанавливалось пучком лазера, расширенным при помощи коллиматора. Регистрация интенсивности полей осуществлялась на матрицу цифрового фотоаппарата в линейном режиме. Схема эксперимента представлена на рисунке 6. В результате дифракции в +1 и -1 порядках восстанавливались спиральные пучки заданного вида. При этом начиная с некоторого расстояния, после пространственного разделения порядков, наблюдалось вращение спиральных пучков при распространении с сохранением вида распределения интенсивности при изменении масштаба. Примеры распределений интенсивности восстановленных полей представлены на рисунке 7 и рисунке 8.

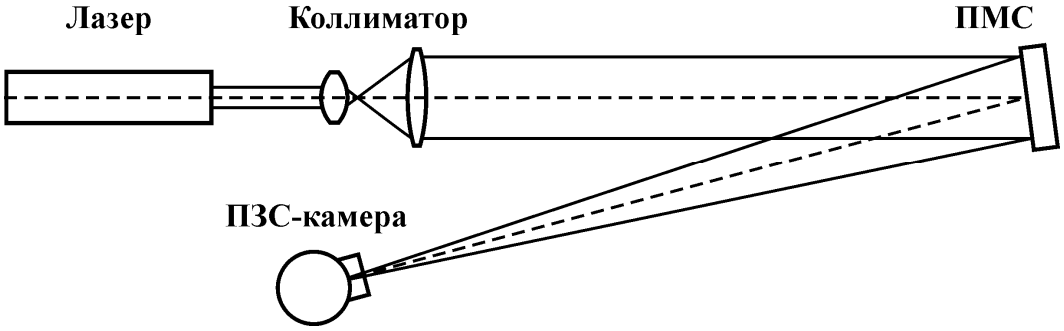


Рис. 6. Схема эксперимента по формированию световых полей при помощи пространственного модулятора света



Рис. 7. Распределение интенсивности спиральных пучков, восстановленных экспериментально на основе голограмм, реализованных при помощи пространственного модулятора света

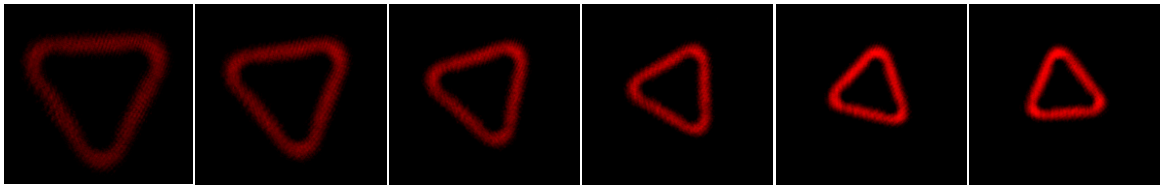


Рис. 8. Пример изменения поперечного распределения интенсивности спирального пучка в форме «треугольника» при распространении. Наблюдается вращение и масштабирование при неизменной форме пучка

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе представлен способ формирования спиральных пучков на основе фазовых голограмм, рассчитанных на компьютере. Экспериментальные результаты, полученные при помощи ЖК ПМС, хорошо согласуются с результатами численного моделирования. Показано, что при сравнимой энергетической эффективности, голографический метод формирования спиральных пучков более прост в реализации и позволяет получить более качественные спиральные пучки, чем метод амплитудно-фазовых масок.

Работа выполнена при поддержке грантов Минобрнауки 16.120.11.3965-МК, ГК 14.740.11.0063 и Учебно-научного комплекса ФИАН.

Список литературы

1. Dholakia K., Cizmar T. Shaping the future of manipulation // Nature Photonics, 2011, V. 5, No. 6, pp. 335-342.
http://www.nature.com/nphoton/journal/v5/n6/abs/nphoton.2011.80.html

2. Абрамочкин Е.Г., Волостников В.Г. Спиральные пучки света // Успехи физических наук, 2004, т. 174, № 12, с. 1273-1300.
http://ufn.ru/ru/articles/2004/12/a/

3. Абрамочкин Е.Г., Волостников В.Г. Современная оптика гауссовых пучков. М.: Физматлит, 2010, 188 с.
http://www.rfbr.ru/rffi/ru/books/o_26794#1

4. Abramochkin E.G., Kotova S.P., Korobtsov A.V., Losevsky N.N., Mayorova A.M., Rakhmatulin M.A., Volostnikov V.G. Microobject manipulations using laser beams with nonzero orbital angular momentum // Laser Physics, 2006, V. 16, No. 5, pp. 842-848.
http://www.springerlink.com/content/f8l2418845881206/

5. Абрамочкин Е.Г., Афанасьев К.Н., Волостников В.Г., Коробцов А.В., Котова С.П., Лосевский Н.Н., Майорова А.М., Разуева Е.В. Формирование вихревых световых полей с заданной формой интенсивности для задач лазерной манипуляции микрообъектами // Известия РАН. Серия физическая, 2008, т. 72, № 1, с. 76-79

ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРАЛЬНО-ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫХ СВОЙСТВ КРИСТАЛЛОВ СТАБИЛИЗИРОВАННОГО ДИОКСИДА ЦИРКОНИЯ, АКТИВИРОВАННЫХ ИОНАМИ Tm^{3+}

А.Н.Чабушкин[1], П.А.Рябочкина[1], А.В.Малов[1], С.Н. Ушаков[2]

[1]Мордовский государственный университет им. Н.П.Огарёва
[2]Институт общей физики им. А.М. Прохорова
chabushkin@mail.ru

АННОТАЦИЯ

В работе исследованы спектрально-люминесцентные свойства кристаллов стабилизированного диоксида циркония, активированных ионами Tm^{3+}, с целью их использования для получения генерации в двухмикронном диапазоне длин волн.

Зарегистрированы спектры поглощения с основного состояния $^3H_6$ на возбуждённые мультиплеты $^1G_4$, $^3F_2$, $^3F_3$, $^3H_4$, $^3H_5$, $^3F_4$ ионов Tm^{3+} в данных кристаллах. С использованием спектров поглощения и люминесценции для переходов $^3H_6 \leftrightarrow {}^3F_4$ ионов Tm^{3+} определена спектральная зависимость сечения усиления для лазерного перехода $^3F_4 \rightarrow {}^3H_6$ для значений параметра относительной инверсной населенности P=0.1;0.2;0.3;0.4.

Определены параметры интенсивности Ω_t (t=2,4,6) для кристаллов ZrO_2-12мол.%Y_2O_3-2мол.%Tm_2O_3, с использованием которых оценены вероятности ряда излучательных переходов ионов Tm^{3+}.

Из кинетик затухания люминесценции с уровня $^3H_4$ ионов Tm^{3+}, сделана оценка эффективности процесса кросс-релаксации ($^3H_4 \rightarrow {}^3F_4$, $^3F_4 \rightarrow {}^3H_6$) ионов Tm^{3+}, которая оказалась выше 90%.

1. ВВЕДЕНИЕ

Кристаллы стабилизированного диоксида циркония, активированные различными редкоземельными ионами, имеют множественные нарушения структуры в виде вакансий по кислороду, поэтому для них характерны неоднородно уширенные спектры поглощения и люминесценции [1]. В соответствии с этим, данные кристаллы могут быть перспективными активными средами твердотельных лазеров с перестраиваемой длиной волны излучения, а также способных работать в режиме синхронизации мод.

В настоящее время ведётся поиск лазерных кристаллов, генерирующих излучение в двухмикронной области оптического спектра. Наиболее подходящими активаторами в кристаллах для получения двухмикронной генерации являются ионы Tm^{3+} и Ho^{3+}. Следует заметить, что для ионов Tm^{3+} характерен процесс кросс-релаксации ($^3H_4 \rightarrow {}^3F_4$, $^3H_6 \rightarrow {}^3F_4$), приводящий к эффективному заселению верхнего лазерного уровня $^3F_4$. Накачку на уровень $^3H_4$ можно осуществлять коммерческими полупроводниковыми лазерами с $\lambda_{изл}$~800 нм.

Для исследования спектрально-люминесцентных свойств кристаллов стабилизированного диоксида циркония ставились и решались следующие **задачи:**

1) регистрация спектров поглощения кристаллов ZrO_2-13.8мол.% Y_2O_3-0.2мол.%Tm_2O_3 и ZrO_2-12мол.%Y_2O_3-2мол.%Tm_2O_3 в спектральном диапазоне 350-2200 нм.;

2) регистрация спектров люминесценции для кристаллов ZrO_2-13.8мол.%Y_2O_3-0.2мол.%Tm_2O_3 и ZrO_2-12мол.%Y_2O_3-2мол.%Tm_2O_3 в области 1.6-2.2 мкм.;

3) определение спектроскопических характеристик: сил осцилляторов, параметров интенсивности Ω_t (t=2,4,6) для кристаллов ZrO_2-12мол.%Y_2O_3-2мол.%Tm_2O_3;

4) регистрация кинетик затухания люминесценции кристаллов ZrO_2-13.8мол.%Y_2O_3-0.2мол.%Tm_2O_3 и ZrO_2-12мол.%Y_2O_3-2мол.%Tm_2O_3 с уровней $^3H_4$ и $^3F_4$ ионов Tm^{3+};

5) оценка времени жизни возбуждённых состояний $^3H_4$ и $^3F_4$ ионов Tm^{3+} в кристаллах ZrO_2-13.8мол.%Y_2O_3-0.2мол.%Tm_2O_3, ZrO_2-12мол.% Y_2O_3-2мол.%Tm_2O_3 и оценка эффективности процесса кросс-релаксации ($^3H_4 \rightarrow {}^3F_4$, $^3H_6 \rightarrow {}^3F_4$) ионов Tm^{3+}.

2. СПЕТРОСКОПИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ КРИСТАЛЛОВ СТАБИЛИЗИРОВАННОГО ДИОКСИДА ЦИРКОНИЯ, АКТИВИРОВАННЫХ ИОНАМИ Tm^{3+}

2.1. Спектроскопические характеристики кристаллов ZrO_2-12мол.%Y_2O_3-2мол.%Tm_2O_3

Для кристаллов ZrO_2-12мол.%Y_2O_3-2мол.%Tm_2O_3 были зарегистрированы спектры поглощения, обусловленные переходами с основного состояния $^3H_6$ на возбужденные мультиплеты $^1G_4$, $^3F_2$+$^3F_3$, $^3H_4$, $^3H_5$, $^3F_4$.

На рис. 1 представлены спектры поглощения кристаллов ZrO_2-12мол.%Y_2O_3-2мол.%Tm_2O_3 и $Y_3Al_5O_{12}$ для перехода $^3H_6 \rightarrow {}^3F_4$ ионов Tm^{3+}. Видно, что линии в спектре поглощения ионов Tm^{3+} в кристаллах ZrO_2-12мол.%Y_2O_3-2мол.%Tm_2O_3, представленного на рисунке 1, значительным образом неоднородно уширены по сравнению с аналогичными в спектре кристаллов $Y_3Al_5O_{12}$:Tm, что свидетельствует о наличии нескольких типов оптических центров в стабилизированном диоксиде циркония [2].

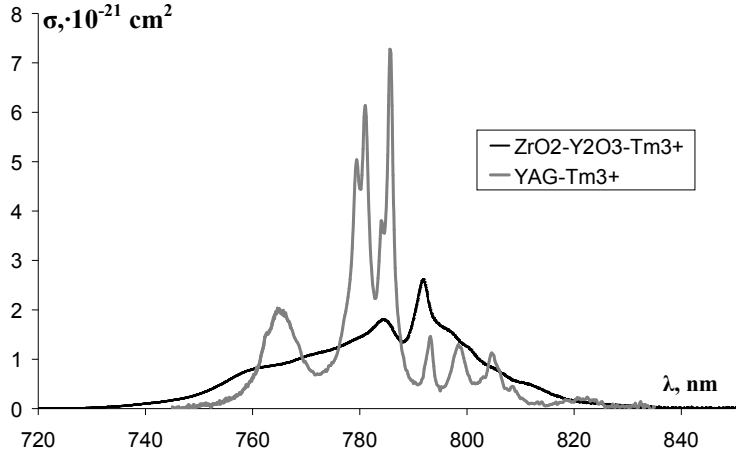


Рис. 1. Спектры поглощения в единицах сечения для кристаллов ZrO_2-12мол.%Y_2O_3-2мол.%Tm_2O_3 и YAG-Tm^{3+}($N=1{,}83\cdot10^{20}$ cm^{-3}) обусловленные переходами с основного состояния $^3H_6$ на возбужденный мультиплет $^3H_4$

2.2 Спектральные зависимости сечений люминесценции и усиления лазерного перехода 3F4→3H6 ионов Tm3+ в кристаллах ZrO2-12мол.%Y2O3-2мол.%Tm2O3

Для определения спектральной зависимости сечения усиления для лазерного перехода $^3F_4 \rightarrow {}^3H_6$ ионов Tm^{3+} в кристаллах ZrO_2-12мол.%Y_2O_3-2мол.%Tm_2O_3, а также оценки возможной области перестройки по длине волны генерации в этих кристаллах, необходимы спектральные зависимости сечения люминесценции вынужденного перехода $^3F_4 \rightarrow {}^3H_6$ и сечения поглощения для перехода $^3H_6 \rightarrow {}^3F_4$ соответственно. Спектральная зависимость сечения поглощения $\sigma_{abs}(\lambda)$ для перехода $^3H_6 \rightarrow {}^3F_4$ и спектральная

$$\sigma_{вт}(\lambda) = \frac{\lambda^5 I(\lambda)}{8\pi c \tau_R n^2 \int I(\lambda)\lambda d\lambda} \qquad (1)$$

зависимость сечения люминесценции $\sigma_{em}(\lambda)$ вынужденного перехода $^3F_4 \rightarrow {}^3H_6$, определенная по формуле Фухтбауэра-Ладенбурга (1), приведены на рисунке 2.

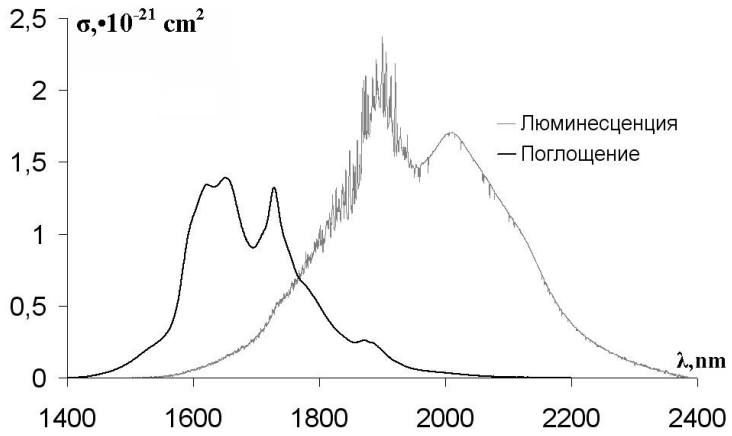


Рис. 2. Спектры поглощения $^3H_6 \rightarrow {}^3F_4$ и люминесценции $^3F_4 \rightarrow {}^3H_6$ ионов Tm^{3+} для кристаллов ZrO_2–12мол.%Y_2O_3–2мол.%Tm_2O_3, T=300K

Используя спектры поглощения и люминесценции предполагаемого лазерного перехода $^3H_6 \leftrightarrow {}^3F_4$, приведенные в единицах поперечного сечения, можно определить спектральную зависимость сечения усиления среды по формуле:

$$\sigma_{gain}(\lambda) = P\sigma_{em}(\lambda) - (1-P)\sigma_{abs}(\lambda) \qquad (2)$$

В формуле (2) σ_{em} и σ_{abs} – соответственно сечения люминесценции и поглощения на выбранной длине волны, $P = \dfrac{N_e}{N_e + N_f}$ – коэффициент относительной инверсной населенности, $N_e + N_f$ – общее число частиц ионов активатора в кристалле при условии работы лазера по трехуровневой схеме.

На рисунке 3. представлена спектральная зависимость сечения усиления $\sigma_{gaim}(\lambda)$ для лазерного перехода $^3F_4 \rightarrow {}^3H_6$, определенная по формуле (2) для значений параметра относительной инверсной населенности P=0.1; 0.2; 0.3; 0.4 соответственно.

Из рисунка 3. следует, что область усиления и, следовательно, возможной перестройки длины волны лазерной генерации соответствует спектральному интервалу 1950-2150 нм.

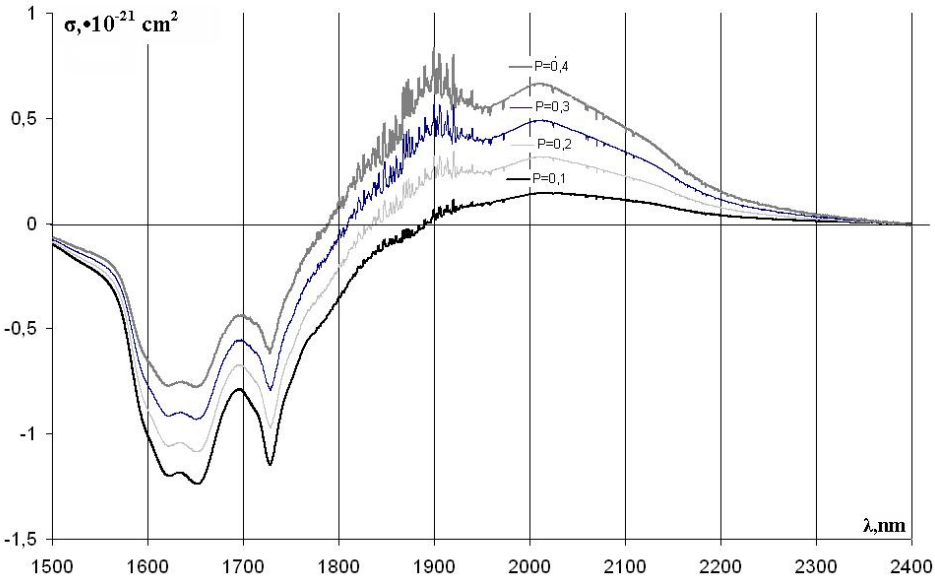


Рис. 3. Спектральная зависимость сечения усиления $\sigma_{gaim}(\lambda)$ для лазерного перехода $^3F_4 \rightarrow {}^3H_6$ ионов Tm^{3+} в кристаллах ZrO_2-12мол.%Y_2O_3-2мол.%Tm_2O_3

2.3. Исследование кинетик затухания люминесценции кристаллов ZrO2-12мол.%Y2O3-2мол.%Tm2O3 и ZrO2-13.8мол.%Y2O3-0.2мол.%Tm2O3

Для экспериментального измерения времени жизни возбуждённого уровня можно использовать кинетику затухания люминесценции с этого уровня. Для этого были сняты кинетики затухания исследуемых кристаллов.

На рис. 4. приведены кинетики затухания для кристаллов ZrO_2-13.8мол.%Y_2O_3-0.2мол.%Tm_2O_3 и ZrO_2-12мол.%Y_2O_3-2мол.%Tm_2O_3 с уровня $^3H_4$ при возбуждении этого уровня излучением Al_2O_3:Ti лазера с длиной волны возбуждения 770 нм. Регистрация излучения проводилась на длине волны 800 нм.

Для кристаллов с малой концентрацией ионов Tm^{3+}, кинетика затухания люминесценции является неэкспоненциальной. Значения времени жизни ионов Tm^{3+} на уровне $^3H_4$, оцененные на начальной и конечной стадиях кривой распада соответственно равны 150 и 300 мкс. Из рис. 4. видно, что при увеличении концентрации ионов Tm^{3+} до 2 мол.% в кристаллах ZrO_2-12мол.%Y_2O_3-2мол.%Tm_2O_3, наблюдается более быстрый распад этого уровня, что может быть связано с наличием процесса кросс-релаксации ($^3H_4 \rightarrow {}^3F_4$, $^3H_6 \rightarrow {}^3F_4$) ионов Tm^{3+} .

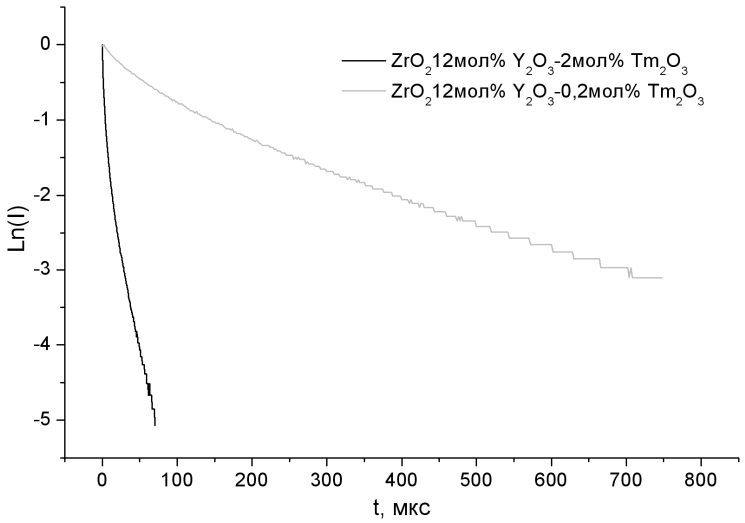


Рис. 4. Кинетика затухания люминесценции с уровня $^3H_4$ в кристаллах ZrO_2-13.8мол%Y_2O_3-0.2мол%Tm_2O_3 и ZrO_2-12мол.%Y_2O_3-2мол.%Tm_2O_3, ($\lambda_{возб}$ = 770 нм, $\lambda_{рег}$ = 800 нм).

По формуле:

$$\beta_{Tm\to Tm} = \left[1 - \frac{\int (I_{Tm} / I_0)dt}{\int (I'_{Tm} / I'_0)dt}\right] \times 100\% \qquad (3)$$

где I_{Tm} – люминесценция для кристалла ZrO_2-12мол%Y_2O_3-2мол%Tm_2O_3, I'_{Tm} – люминесценция для кристалла ZrO_2-13.8мол%Y_2O_3-0.2мол%Tm_2O_3, была оценена эффективность процесса кросс-релаксации, которая выше 90%.

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе исследованы спектрально-люминесцентные свойства кристаллов ZrO_2-13.8мол%Y_2O_3-0.2мол%Tm_2O_3 и ZrO_2-12мол.%Y_2O_3-2мол.%Tm_2O_3.

В работе получены следующие основные результаты:

1. Зарегистрированы спектры поглощения кристаллов ZrO_2-13.8мол%Y_2O_3-0.2мол%Tm_2O_3 и ZrO_2-12мол.%Y_2O_3-2мол.%Tm_2O_3 с основного состояния $^3H_6$ на возбуждённые мультиплеты $^1G_4$, $^3F_2$, $^3F_3$, $^3H_4$, $^3H_5$, $^3F_4$;

2. По методу Джадда-Офельта оценены параметры интенсивности кристаллов ZrO_2-12мол.%Y_2O_3-2мол.%Tm_2O_3, которые соответственно равны $\Omega_2 = 1.29\cdot10^{-20}$ см^2, $\Omega_4 = 0.54\cdot10^{-20}$ см^2, $\Omega_6 = 0.45\cdot10^{-20}$ см^2;

3. Оценена эффективность процесса кросс-релаксации ($^3H_4 \rightarrow {}^3F_4$, $^3H_6 \rightarrow {}^3F_4$) ионов Tm^{3+} в кристаллах ZrO_2-12мол.%Y_2O_3-2мол.%Tm_2O_3, которая оказалась более 90% (β>90%);

4. По формуле Фухтбауэра-Ладенбурга получена спектральная зависимость сечения люминесценции $\sigma_e(\lambda)$ для перехода $^3F_4 \rightarrow {}^3H_6$;

5. Получена спектральная зависимость сечения усиления $\sigma_g(\lambda)$ при различных параметрах относительной инверсной населённости (P=0.1; 0.2; 0.3; 0.4). Установлено, что область усиления лазерного перехода $^3F_4 \rightarrow {}^3H_6$ ионов Tm^{3+} в кристаллах ZrO_2-12мол.%Y_2O_3-2мол.%Tm_2O_3 соответствует спектральному диапазону 1950-2150 нм.

Работа выполнена при финансовой поддержке Федеральной целевой программы «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» 2009-2013 г.г. (Государственный Контракт № 14.740.11.0071)

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кузьминов Ю.С., Осико В.В. Фианиты. Основы технологии, свойства, применение. – М.: Наука, 2001.

2. Воронько Ю.К., Ломонова Е.Е., Попов А.В. и др. Спектроскопия и строение активаторных центров в кубическом стабилизированном ZrO_2 // Неорганические материалы. 2005. Т.41., №8. С. 955-959.

3. Воронько Ю.К., Ломонова Е.Е., Вишнякова М.А. и др. Спектроскопия ионов Yb^{3+} в кристаллах кубического ZrO_2: Yb^{3+}, стабилизированного иттрием // Неорганические материалы. 2004. Т.40. №5. С.585-592.

ПРИМЕНЕНИЕ ОПТИЧЕСКИХ МЕТОДОВ ДЛЯ КОНТРОЛЯ РАСТЕНИЙ ПРИ ВНЕШНЕМ ВОЗДЕЙСТВИИ

Л.А. Таскина, Е.В.Тимченко

Самарский государственный аэрокосмический университет имени ак. С.П. Королёва (национальный исследовательский университет)
vorobjeva.82@mail.ru

АННОТАЦИЯ

Представлены результаты исследований изменения спектральных характеристик различных типов растений при внешнем воздействии. В качестве контролируемого оптического параметра был использован дифференциальный оптический коэффициент. Методом флуоресцентной конфокальной микроскопии проведен детальный анализ структурных изменений в клетках растения. Микроскопически доказано, что механизм деградации хлорофилла в присутствии внешних факторов связан с изменениями на мембранном уровне и, как следствие, оптических характеристик биологической среды.

1. ВВЕДЕНИЕ

Рост антропогенной нагрузки на окружающую среду, связный с увеличением промышленных и сельскохозяйственных выбросов, таких как синтетически поверхностно активные вещества (СПАВ) и нитраты, оказывают отрицательное влияние на баланс экосистем [1-2]. Существующие методы анализа состояния экосистем, такие как хроматография и полярография [3-5], носят контактный и деструктивный характер, обладая высокой точностью и селективностью исследуемых параметров, имеют ограниченную область применения, связанную с оперативностью и трудоёмкостью измерений.

Известно, что выбросы СПАВ и нитратов, как правило, носят залповый характер с последующим достаточно быстрым их аккумулированием экосистемами. Вместе с тем конечной целью контроля антропогенной нагрузки является предотвращение их негативного влияния на экосистемы. Следовательно, принципиальным является, прежде всего, контроль состояния экосистем и их изменений под действием внешних антропогенных факторов.

Ввиду способности аккумулировать различные типы загрязнений растения являются эффективными маркерами состояния экосистем. Накопление антропогенной нагрузки в растениях носит интегрирующий характер, т.е. фактически растения содержат в себе «историю» выбросов загрязнителей. Данные эффекты неизменно приводят к изменению концентрации хлорофилла a и b в растении, что, с одной стороны, меняет его биологический цикл, а с другой – приводит к изменению спектральных свойств среды. Следовательно, контролируя данные спектральные изменения, можно не только судить о количестве загрязнений, но и одновременно оценивать степень их влияния на экосистемы. Данный контроль может быть осуществлён методом дифференциального обратного рассеяния, который обладает высокой чувствительностью и даёт наиболее целостную информацию о состоянии живой системы [6-7].

Для понимания механизмов накопления и воздействия загрязнителей на живые системы крайне важным является анализ изменений в структуре растения на клеточном уровне. Учитывая высокую эффективность флуоресценции хлорофилла, в настоящей работе для микроскопического анализа использован метод конфокальной флуоресцентной микроскопии [8], обеспечивающий контрастные микроснимки высокого разрешения.

Целью работы являлось исследования спектральных характеристик и микроструктуры растений для оценки степени влияния внешних факторов воздействия на экосистемы.

Для реализации целей необходимо решить следующие задачи:

1. Исследовать оптические характеристики водного растения Элодеи бразильской (Elodea Brazilian, Egeria densa) при действии различной концентрации и типов синтетически поверхностных активных веществ (СПАВ);

2. Исследовать спектральные характеристики высших растений в присутствии сельскохозяйственных выбросов;

3. Установить функциональные зависимости спектральных характеристик растений от концентрации антропогенных выбросов;

4. Провести анализ микроструктурных изменений растений при действии загрязнителей.

2. МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

В качестве объектов исследования по влиянию различных типов СПАВ на изменение оптического состояния растений был использован пресноводный макрофит Элодея бразильская (Elodea Brazilian, Egeria densa). Водные растения были разделены на 4 группы. Контрольная группа растений находилась в среде фильтрованной водопроводной воды. Три группы составляли водные растворы общедоступного СПАВ с концентрациями 0,002 %, 0,02 % и 2 %. Данные загрязнители вносились однократно в начале эксперимента, т.е. фактически имитировался однократный залповый выброс загрязнителей с фиксированной их концентрацией. Опыты проводились в лабораторных условиях в резервуарах с водой, исключающих внешние воздействия. Обеспечивались единые климатические условия для всех групп растений, а также регулярность и постоянство светового потока, воздействующего на среду.

Методика проведения экспериментальных исследований по воздействию нитратов на оптические характеристики растений состояла в следующем: каждое из исследуемых высших растений (петрушка, укроп) было разделено на 3 группы: контрольная группа, группа с предельной допустимой концентрацией и группа с удвоенной предельной допустимой концентрацией нитратов в почве. Нитратные удобрения вносились однократно в начале эксперимента.

Экспериментальный стенд, реализующий методы дифференциального обратного рассеяния и конфокальной микроскопии, представлен на рис. 1.

Спектрофотометрическая установка 1а включала в себя источник излучения, волоконную систему сбора и подачи излучения, и спектрофотометр SR-303i (фокальная длина 303 мм) с интегрированной цифровой камерой ANDOR DV-420A-OE (1024*256, 26 мкм2, 16 бит). Экспериментальная установка позволяет работать с излучением в спектральном диапазоне 180 – 1200 нм с погрешностью регистрации 0.2 нм. В качестве источника излучения использовалась галогенная лампа (спектральный диапазон излучения вырезался с помощью фильтров и составлял 400…1000 нм).

Установка флуоресцентной конфокальной микроскопии 1б состояла из источника излучения (галогенная лампа), оптической системы фокусировки, конфокального блока и камеры регистрации (1024*1024, время экспозиции 40мс).

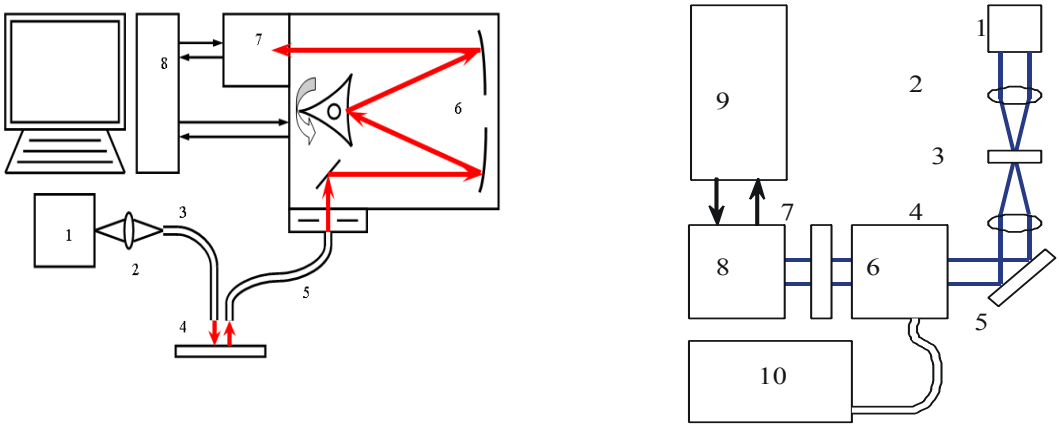


Рисунок 1. Экспериментальный стенд:

а) Спектрофотометрическая установка: 1 – источник света (галогенная лампа), 2-фокусирующая линза, 3- подающее волокно, 4- объект исследования, 5 – приемное волокно 6– спектрограф SR-303i, 7- цифровая камера ANDOR DV-420A-OE, 8- компьютер;

б) Установка флуоресцентной конфокальной микроскопии: 1 – источник видимого света (галогенная лампа), 2 – коллиматор, 3 – объект, 4 – объектив, 5 – поворотное зеркало, 6 – конфокальный сканирующий блок, 7 – блок фильтров, 8 – камера, 9 – компьютер, 10 – лазерный блок

Эксперименты проводились на протяжении всего жизненного цикла растений с ежедневным многократным контролем оптических характеристик растения и регистрацией микроснимков.

В качестве основного оптического параметра, характеризующего изменение концентрации хлорофилла при действии загрязнителей был использован дифференциальный оптический коэффициент ΔK, который был раннее применен в работе [7] для контроля атмосферных загрязнителей:

$$\Delta K = \frac{K(t,0) - K(t,C_*)}{K(t,0)}, \quad K = \frac{I_{750}}{I_{550}},$$

где C* – концентрация загрязнителей, t – время, I750 и I550 интенсивности обратного рассеяния на длинах волн 750нм и 550 нм соответственно.

Дифференциальный оптический коэффициент ΔK является отношением экспериментально измеренного оптического коэффициента K к его значению в условиях отсутствия загрязнителей, т.е. соответствующих естественным условиям. Поскольку длина волны 550 нм соответствует максимуму поглощения хлорофилла, а длина волны 750 нм связана с поглощением клетчатки растения, то дифференциальный коэффициент ΔK однозначно

отражает динамику изменения оптических характеристик растения вследствие влияния загрязнения среды.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

3.1. Экспериментальные исследования оптических характеристик растений при действии СПАВ

Динамика дифференциального оптического коэффициента ΔК для растений (при различных концентраций СПАВ) представлена на рис. 2.

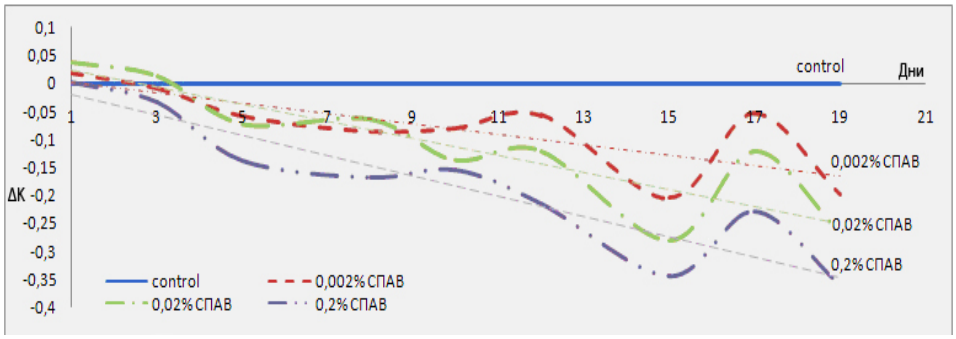


Рис. 2. Зависимость дифференциального оптического коэффициента от времени для Элодеи (Elodea Brazilian) при различных концентрациях СПАВ

Видно, что наблюдается спад дифференциального коэффициента вследствие деградации хлорофилла в биоткани. В то время как в контрольной группе растений значение коэффициента остаётся практически неизменным. Первая группа растений, выращиваемых в среде с очень высокой концентрацией СПАВ (0,2%), к концу эксперимента практически полностью утрачивала пигменты, что отчётливо отражалось на изменении дифференциального оптического коэффициента (рис. 2).

Данные качественные различия удалось понять, проведя микроскопический анализ растений на клеточном уровне с использованием метода конфокальной флуоресцентной микроскопии. Характерные микроснимки (180*110 мкм) ткани растений различных контрольных групп (10 день) представлены на рис. 3. Реализованная установка конфокальной микроскопии обеспечивает разрешение, достаточное для уверенной регистрации хлорофилла (рис. 3г), что позволяет рассчитать его концентрацию на клеточном уровне (рис. 3д).

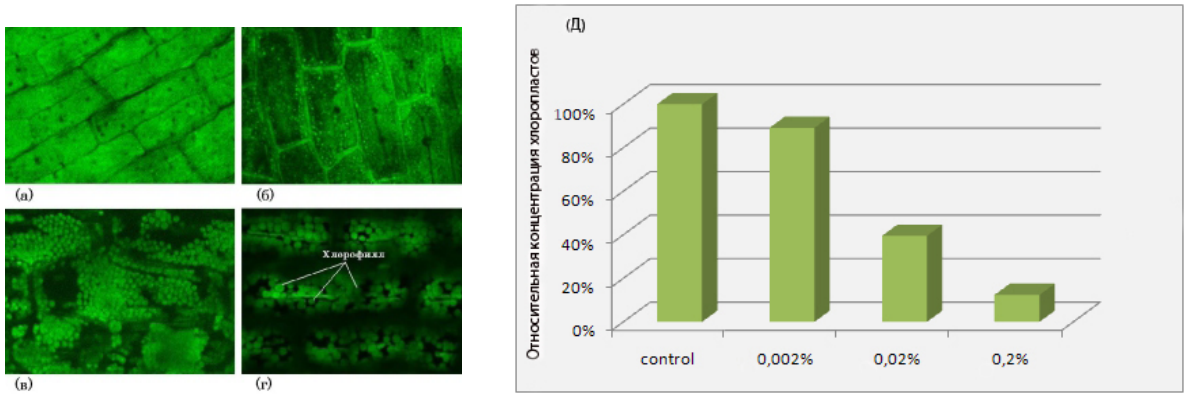


Рисунок 3 –Микроснимки (370*370 мкм) ткани водного растения при воздействии СПАВ 0,2% (а), СПАВ 0,02% (б), СПАВ 0,002% (в) и контрольной группы (г);относительная концентрация хлорофилла в группах растений (д)

Из микроскопического анализа следует, что, в присутствии СПАВ сохраняется равномерность распределения хлорофилла по клетке (рис. 3б), но концентрация его падает с увеличением концентрации в залповом выбросе СПАВ, приводя к полной деградации хлорофилла при достижении концентрации СПАВ порядка десятых долей процента (рис. 3а).

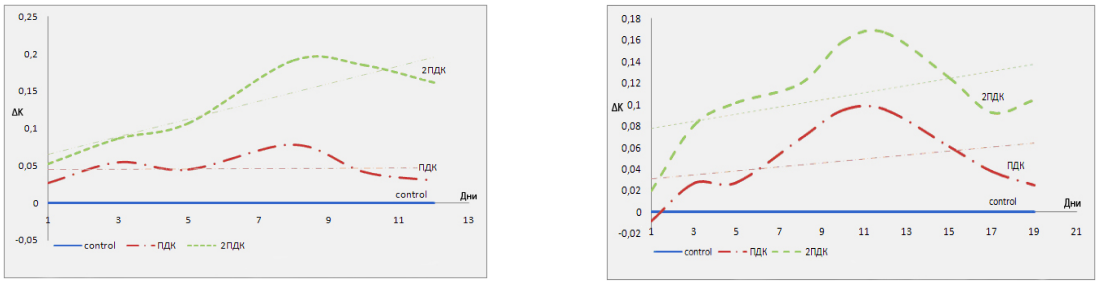
Полученные результаты связаны с тем фактом, что СПАВ солюбилизируют мембраносвязанные белки мембраны клетки, нарушая её свойства [9]. Это способствует проникновению СПАВ во внутриклеточное пространство. Глубина действия настолько велика, что отражается даже на двумембранных органоидах, таких как пластиды. Это способствует высвобождению пигментов из растения, тем самым снижая их концентрацию и приводя к изменению дифференциального оптического коэффициента. По мере увеличения доли СПАВ во внутриклеточном пространстве скорость данного процесса падает вследствие уменьшения хлорофилла, что проявляется в виде эффекта насыщения дифференциального оптического коэффициента.

3.2. Исследование изменений оптического состояния растений при действии нитратов

Изменение дифференциального оптического коэффициента ΔК высших растений при действии сельскохозяйственных выбросов (нитратных удобрений) представлена на рис. 4.

Из графиков видно, что увеличение концентрации нитратов приводит к росту дифференциального оптического коэффициента ΔК. Последующий спад ΔК на 8-ой (для укропа) и на 12-ый (для петрушки) дни проведения экспериментов связаны с уменьшением концентрации хлорофиллов и уве-

личением концентрации каротиноидов на конечном этапе жизненного цикла растений, что, несомненно, отражается на изменении оптического состояния растений.



а) б)

Рис. 4. Зависимость дифференциального оптического коэффициента от времени при различных ПДК: а) для укропа (Anethum); б) для петрушки (Petroselinum)

Более детальный анализ полученных результатов был проведен с помощью микроскопического анализа растений на клеточном уровне методом конфокальной флуоресцентной микроскопии (рис.5-6).

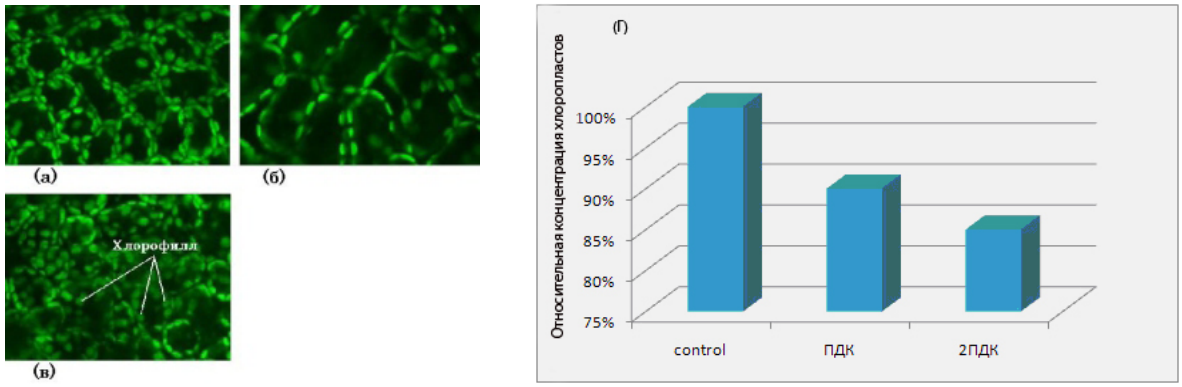


Рисунок 5 –Микроснимки (370*370 мкм) ткани укропа при воздействии нитратов с ПДК (а), 2 ПДК (б) и контрольной группы (в);относительная концентрация хлорофилла в группах растений (г)

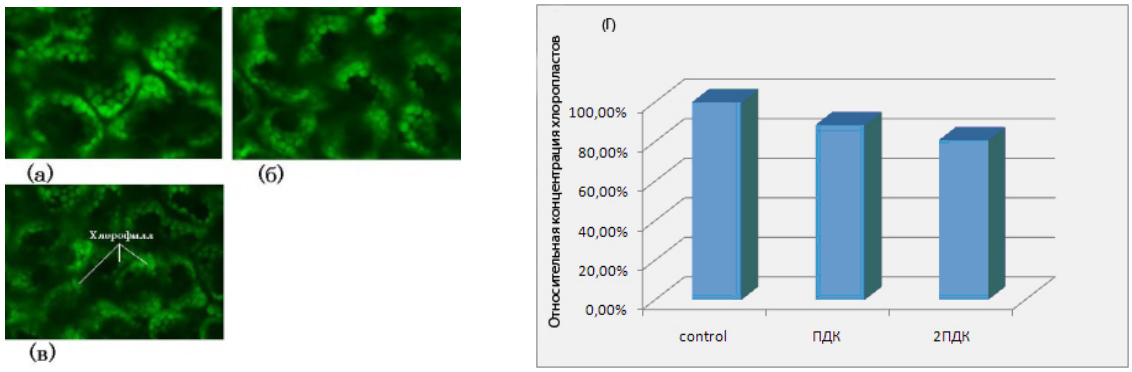
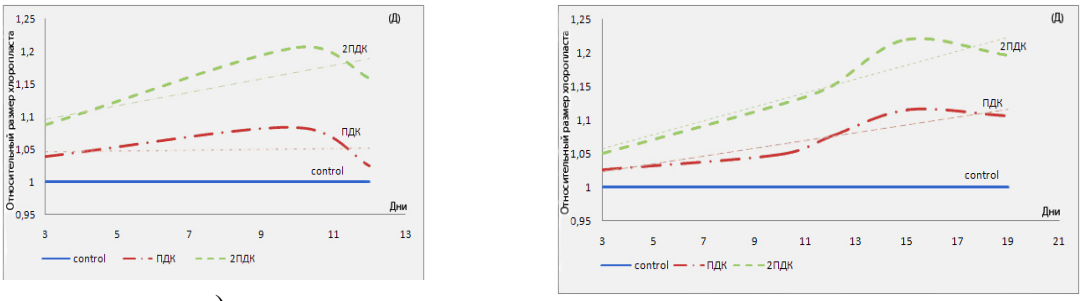


Рис. 6. Микроснимки (370*370 мкм) ткани петрушки при воздействии нитратов с ПДК (а), 2 ПДК (б) и контрольной группы (в);относительная концентрация хлорофилла в группах растений (г)

Из анализа рисунков 5 – 6 следует, что, при действии нитратов наблюдается неравномерность распределения хлорофилла по клетке (рис. 5б) и количество хлоропластов в клетке уменьшается с увеличением концентрации нитратов (рис. 5-6,г).

Проведенный микроскопический анализ позволил провести оценку изменения размеров хлоропластов для различных растений от времени (рис.7). В результате были построены зависимости относительной концентрации хлоропластов от ПДК нитратов, представленные на рисунке 7.



а) б)

Рис. 7. Зависимость относительного размера хлоропласта от времени при различном ПДК: а) укропа б) петрушки

Анализ рисунка 7 позволяет судить о том, что действие нитратов отражается на изменении мембранной структуры хлоропластов, приводя к увеличению его размеров. Это связано с уменьшением размеров хлорофиллов и увеличения его концентрации внутри каждого хлоропласта [10].

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. В результате проведенных исследований установлены функциональные зависимости оптического коэффициента от концентрации загрязнителей.

2. Микроскопически доказано, что механизм деградации хлорофилла в присутствии внешних факторов воздействия связан с солюбилизацией белков мембраны и изменением ее проницаемости.

3. С помощью метода конфокальной флуоресцентной микроскопии выявлено, что сельскохозяйственные выбросы влекут за собой изменение мембранной организации хлоропластов за счет увеличения его размеров.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Макурина О.Н., Косицына А.А. [и др.] Исследования влияния ионов кадмия и некоторых поверхностно-активных веществ на содержание

пигментов в тканях водного растения EGERIA DENSA // Известия Самарского научного центра Российской академии наук. – 2009. – Т. 11, № 1(4). – С. 733-736.

2. Буянова Е.С., Емельянова Ю.В. Оптические методы анализа объектов окружающей среды и пищевых продуктов // Изд-во Урал. ун-та – Екатеринбург, 2008г., 183с.

3. Беккер Ю. Хроматография. Инструментальная аналитика. Методы хроматографии и капиллярного электрофореза. М.: Техносфера, 2009. – 472 с.

4. Крюкова Т.А., Синякова С.И., Арефьева Т.В. Полярографический анализ. – М.: Госхимиздат, 1959. – 772 с.

5. Шевченко И.Т., Городыский В.И. Полярография в медицине и биологии. – Киев: Госмедиздат УССР, 1964. – 132с.

6. Zakharov V.P., Timchenko E.V. [et al.] Optical methods for ecological mapping city territories // Brief messages on physics LPI. 2010. N 7. P. 47-54.

7. Zakharov V.P., Timchenko E.V. [et al.]Ecological monitoring of megapolis on the basis of differential back-scattering control of the wood culture // Laser Physics. 2009. V. 16, N 6. P. 1366-1372.

8. Zakharov V.P., Timchenko P.E., Bratchenko I.A. The microscopic control net of explant // The collection of competitive reports VIII All-Russia youth Samara competition conference of scientific works on optics and laser physics. 2010. P. 155-161.

9. Helenius A., Simons K. Solubilization of membranes by detergents // Biochim Biophys Acta. 1975. V. 415, N 1. P. 29

10.Фомичёв Г.А., Корсаков К.В., Пронько В.В. Влияние минеральных удобрений и регуляторов роста на потребление элементов питания и урожай подсолнечника на черноземах южных Поволжья // Вестник Саратовского госагроуниверситета им. Н.И. Вавилова, 2011, №5, С.37-39

КОМПЕНСАЦИОННЫЙ ДАТЧИК ВОЛНОВОГО ФРОНТА НА ОСНОВЕ ЭФФЕКТА ТАЛЬБОТА

Н.Н. Булавин, Н.П. Козлов

Самарский государственный университет
kollapse90@mail.ru

АННОТАЦИЯ

Предложена схема датчика волнового фронта (ДВФ), использующего компенсационный способ регистрации сигнала. Показано, что в случае искривленного волнового фронта образующаяся муаровая картина позволяет оценить отклонение формы фронта от плоскости. Проведено численное моделирование работы такого ДВФ и сделана оценка его чувствительности. Для оценки практических возможностей ДВФ создана экспериментальная установка. Полученные экспериментальные результаты хорошо согласуются с рассчитанными теоретически.

1. ВВЕДЕНИЕ

Измерение фазы волнового фронта, являясь классической задачей оптики, находит широкое практическое применение в таких областях, как оптическая метрология, адаптивная оптика и т.д. В связи с тем, что в оптическом диапазоне фаза волны не может быть непосредственно измерена, для решения задачи используются устройства, переводящие распределение фазы в распределение интенсивности. Эти устройства получили название датчики волнового фронта(ДВФ).

2. ИЗМЕРЕНИЕ ФОРМЫ ВОЛНОВОГО ФРОНТА

2.1. Типы датчиков волнового фронта

Для создания ДВФ могут быть использованы различные оптические явления, например интерференция света. Так как результат сложения когерентных волн зависит от разности фаз между ними, то по структуре интерференционных полос можно определить распределение разности фаз между двумя волновыми фронтами. На этом принципе основаны так называемые интерференционные ДВФ. Примером таких датчиков является интерферометр Физо [1]. При этом фазу волнового фронта можно найти либо

из сравнения его с опорным волновым фронтом (интерферометры сравнения), либо из сравнения волнового фронта с самим собой (интерферометры сдвига). Интерферометрические датчики обладают высокой чувствительностью, но при этом очень критичны к внешним механическим и тепловым воздействиям и не могут быть использованы для измерения сильно искривленных волновых фронтов.

Другим типом ДВФ являются геометрические датчики. Они менее чувствительны, но более удобны в практическом использовании, как с точки зрения устойчивости к внешним механическим и тепловым воздействиям, так и с точки зрения измеряемого диапазона наклонов волнового фронта. Принцип действия таких устройств основан на том, что направление распространения лучей определяется локальным наклоном волнового фронта. С помощью маски с отверстиями можно сформировать отдельные узкие световые пучки. Если на некотором расстоянии расположить фотоприемник или экран, то пучки создадут на нем картину световых пятен. Наблюдая смещение определенных световых пятен можно восстановить форму волнового фронта. Для увеличения точности необходимо уменьшить поперечное сечение пучков. Но на этом пути существует принципиальное ограничение, связанное с явлением дифракции, которое приводит к размытию световых пятен для слишком «узких» световых пучков. Размеры формируемых световых пятен можно уменьшить, если использовать микролинзы. Примером такой модификации ДВФ является датчик Шака-Гартмана [2]. Однако и в этой схеме для уменьшения дифракционного размытия световых пятен необходимо увеличивать апертуру соответствующих микролинз, что приводит к уменьшению пространственного разрешения.

Но можно сделать так, что явление дифракции будет не ухудшать измерительные возможности такого датчика, а, наоборот, способствовать формированию четкой регулярной картины световых пятен.

2.2. Эффект Тальбота

Эффект Тальбота заключается в следующем: на расстояниях, кратных некоторому фиксированному расстоянию, распределение интенсивности поля плоской волны, прошедшей через периодическую структуру, будет самовоспроизводиться, то есть воспроизводиться в соответствии с пропусканием этой структуры.

Можно показать, что подобный эффект будет наблюдаться и в случае, когда форма волнового фронта будет отлична от плоской. Если освещать решетку сферической волной с радиусом кривизны R и с длиной волны λ, комплексную амплитуду падающей на периодическую структуру волны можно записать в виде:

$$U(x,y) = U_0 \exp\left(\frac{i\pi(x^2+y^2)}{\lambda R}\right)$$

Пропускание одномерной периодической структуры (амплитудной решетки) с частотой f, на которую падает волна, можно описать в виде разложения в ряд Фурье:

$$t(x) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} A_m e^{2\pi imfx}, \qquad (1)$$

Для того, чтобы найти распределение на расстоянии *z* за системой из двух скрещенных решеток, можно воспользоваться дифракционным интегралом в приближением Френеля:

$$U(x',y') = \frac{1}{i\lambda z}\iint U(x,y)\cdot t(x)\cdot t(y)\cdot \exp\left(\frac{i\pi((x-x')^2+(y-y')^2}{\lambda z}\right)dxdy\,. \qquad (2)$$

Если ввести величину (расстояние Тальбота)

$$z_0 = 2/\lambda f^2, \qquad (3)$$

то можно определить безразмерные величины координаты плоскости наблюдения $Z = z/z_0$ и кривизны волнового фронта $H = z_0/R$.

С учетом сделанных обозначений получим в случае неограниченной апертуры следующее аналитическое выражение для искомого распределения поля:

$$U(x',y') = \frac{U_0}{1+HZ}\left[\sum_{m=-\infty}^{\infty} A_m e^{\frac{2i\pi m^2 Z}{1+H}} e^{\frac{2i\pi mx'f}{1+H}}\right]\left[\sum_{k=-\infty}^{\infty} A_k e^{\frac{2i\pi m^2 Z}{1+H}} e^{\frac{2i\pi my'f}{1+H}}\right]. \qquad (4)$$

При условии $H \to 0$, т.е. если волновой фронт исходной волны будет плоским $\exp\left(\pi Rf^2 m\lambda/(1+H)\right) = \exp\left(\pi Rf^2 m\lambda\right)$. И тогда для U(x′,y′) получаем:

$$U(x',y') = U_0 e^{2\pi im^2 Z}\sum_{m=-\infty}^{\infty} A_m e^{i2\pi fmx'}\sum_{k=-\infty}^{\infty} A_k e^{i2\pi fmy'}$$

При условии целочисленного Z (т.е. $\exp(2\pi i m^2 Z) = 1$), пренебрегая не влияющими на интенсивность фазовыми множителями, распределение интенсивности соответствует пропусканию решетки, т.е. наблюдается эффект Тальбота.

Когда H отлична от нуля, то в плоскостях на расстояниях кратных z_0 не будет точного воспроизведения. Как следует из анализа (4), отклонение формы волнового фронта от плоской будет приводить в основном к масштабному преобразованию картины и некоторому искажению формы световых полей [3]. При этом смещение световых пятен будет пропорционально локальному наклону волнового фронта. Поэтому картина распределения световых пятен позволяет получить информацию о форме волнового фронта. На этом основана работа дифракционных ДВФ на эффекте Тальбота.

2.3. Датчики волнового фронта на основе эффекта Тальбота

Одним из вариантов использования эффекта Тальбота является ДВФ, предложенный в работе [4]. Плоская волна падает на периодическую двумерную структуру. Затем проходит через определенную фазовую неоднородность. На расстоянии, кратном расстоянию Тальбота, распределение интенсивности регистрируется на фотопластинку. В случае отсутствия неоднородностей регистрируемая регулярная картина световых пятен соответствует пропусканию двумерной периодической структуры. При наличии фазовых неоднородностей между решеткой и фотопластинкой регистрируемая картина световых пятен искажается. По искажениям этой картины определяется характер и величина фазовых неоднородностей.

Еще один из вариантов ДВФ на эффекте Тальбота описан в работе [5]. Предложенный в этой работе ДВФ состоит из матрицы элементов, с помощью которых измеряется величина локального наклона световых лучей. Каждый элемент представляет собой микродатчик размером 10х10 мкм, который состоит из фотоприемной площадки, на поверхности которой наложена маска в виде небольшой решетки. Точно такая же маска находится над площадкой на расстоянии Тальбота. При нормальном падении света регистрируемый сигнал максимален. При наклоне светового пучка формируемое за счет эффекта Тальбота распределение интенсивности смещается по отношению к маске фотоприемника, и, тем самым, уменьшается сигнал, снимаемый с одного микродатчика. Анализируя сигналы, поступающие со

всей матрицы, можно восстановить направления лучей, падающих на такой датчик, и, тем самым, определить местоположение точечного источника этих лучей.

Так же стоит сказать об амплитудно-фазовом датчике на основе эффекта Тальбота [6]. В данной работе предлагается анализировать не только смещение световых пятен, формируемых за счет эффекта Тальбота, но и изменение распределения интенсивности пятен. Это позволяет восстановить как фазу, так и амплитуду волнового фронта, но при этом предъявляет повышенные требования к разрешающей способности и линейности используемого ПЗС-приемника.

2.4. Датчик волнового фронта с компенсацией пропускания

Предложенный в данной работе датчик основан на принципе компенсации. Данный принцип реализуется следующим образом: если на расстоянии Тальбота от данной периодической структуры (решетки) поставить аналогичную ей, но сдвинутую на половину периода, то она скомпенсирует пропускание первой, и на выходе мы получим «темное поле». Но при появлении даже малейших искажений волнового фронта, например, кривизны, компенсация нарушится. В случае искривления волнового фронта формируемое за счет эффекта Тальбота периодическое распределение интенсивности будет накладываться на исходную периодическую структуру, и небольшие их различия будут проявляться в виде муаровых полос.

В нашем случае низкочастотная (муаровая) составляющая распределения интенсивности после второй (компенсирующей) решетки будет пропорциональна $I_m \sim \sin(2\pi f(x - x'))$, где, x′ – координата в плоскости компенсирующей решетки, а x - координата соответствующей точки в плоскости первой решетки (см. рис. 1).

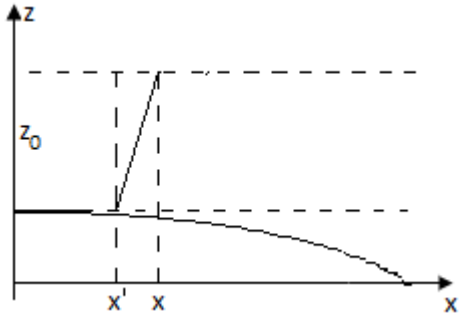


Рис. 1. Изменение масштаба для неплоского волнового фронта

Как видно из рисунка, $x = x' - \frac{\partial \varphi}{\partial x} \cdot z_0$, где φ – функция эйконала. Следовательно

$$I_m \sim \sin(2\pi f \frac{\partial \varphi}{\partial x} \cdot z_0). \qquad (5)$$

Из (5) можно сделать оценку чувствительности рассматриваемого датчика. Для сферического фронта радиуса кривизны *R*, имеем $\frac{\partial \varphi}{\partial x} = \frac{x}{R}$. Будем считать, что минимально различимое изменение интенсивности составляет 1/10 от максимума, тогда с учетом (3) получим для максимального радиуса кривизны выражение $\pi D/(\lambda f R_{\max}) = 0.1$, где D – апертура приемника. Для значений $\lambda = 6 \cdot 10^{-7}$ м, $f = 10^4$ м$^{-1}$, $D = 10$ см получим $R_{max} \approx 50$ м.

На основе выражения (5) можно рассчитать картину, если известна форма волнового фронта. Если волновой фронт представляет собой сферу радиуса *R* и искаженную сферической аберрацией с коэффициентом *B*, то

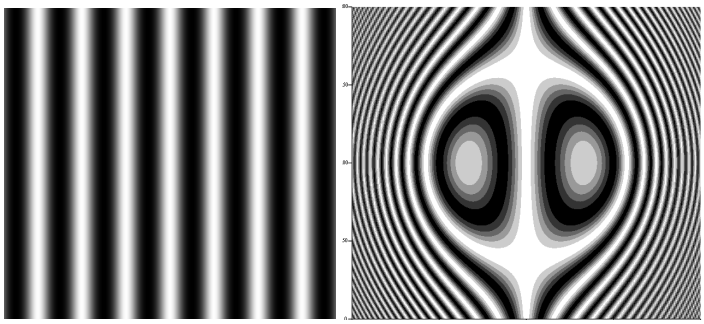
$$\varphi(x, y) = \frac{1}{2R}(x^2 + y^2) - \frac{B}{4}(x^2 + y^2)^2,$$

тогда

$$\frac{\partial \varphi}{\partial x} = \frac{1}{R}x - B(x^2 + y^2)x.$$

На рис. 2 представлены результаты расчетов для одномерной решетки, образующейся муаровой картины в случае сферического волнового фронта и фронта, искаженного сферической аберрацией

Для экспериментальной проверки работоспособности такого датчика была собрана установка, схема которой представлена на рисунке 3. Лазерный пучок от источника 1 с помощью короткофокусной линзы 2 фокусируется на микродиафрагму 3 и затем попадает на объектив 4. Меняя настройки этого объектива можно регулировать радиус кривизны пучка падающего на решетку 5. Решетка 6 расположена на расстоянии 31 мм от первой. Положение и ориентация последней регулируются так, чтобы максимально скомпенсировать интенсивность прошедшего пучка света. С помощью фотокамеры 7, соединенной с компьютером 8, регистрируется образующаяся муаровая картина. Справа представлена одна из полученных фотографий.



а б

Рис. 2. Результаты численного моделирования (а – R=1м, B=0; б – R=1м, B=0.001м$^{-3}$)

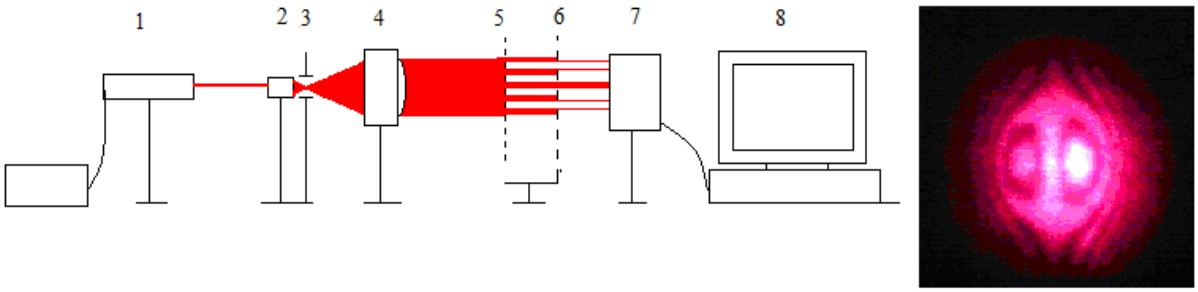


Рис. 3. Схема установки

Проведенные экспериментальные измерения показали хорошее соответствие регистрируемых картин теоретически рассчитанным ранее, что наглядно видно из сравнения представленной фотографии и рисунка 2,б. Заметная асимметрия на экспериментальной фотографии вызвана наклоном оси светового пучка по отношению к нормали решетки. Однако можно отметить, что в экспериментальных условиях заметна существенная неоднородность интенсивности по полю картины. Эта неоднородность интенсивности может снизить чувствительность реального датчика.

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

– Предложена схема датчика волнового фронта на основе эффекта Тальбота, принцип работы которого заключается в компенсации интенсивности для плоского волнового фронта с помощью дополнительной решетки.

– Теоретически доказано на примере сферического волнового фронта, что отклонение формы фронта от плоской приводит к смещению световых пятен, пропорциональному локальному наклону волнового фронта.

– Проведена оценка чувствительности предложенного датчика. Полученное максимальное значение регистрируемого радиуса кривизны составляет величину порядка 50 м

– Собрана экспериментальная установка, на которой получены результаты хорошо согласующиеся с теоретическими расчетами.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Креопалова Г.В., Лазарева Н.Л., Пуряев Д.Т. «Оптические измерения». М.: Машиностроение. 1987.

2. Robert K. Tyson. Adaptive Optics Engineering Handbook // NY, Basel: Marcel Dekker 2000

3. Арчакова Е.В. Дифракционный датчик волнового фронта // Известия СНЦ. 2010. Т. 12. № 4. С. 134.

4. Коряковский А.С., Марченко В.М. Датчик волнового фронта на основе эффекта Тальбота // ЖТФ. 1981. Т.51, Вып.7. С. 1432 – 1438.

5. Albert Wang, Patrick Gill, Alyosha Molnar, Light field image sensors based on the Talbot effect // Applied Optics. 2009. V. 48, № 31, P. 5897-5905.

6. Лобачёв В.В., Соколов В.А. Амплитуднофазовый датчик светового поля на основе эффекта Тальбота // Оптика и спектроскопия. 1996. Т.81, №1. С.119 - 126.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПЛАЗМОН-ПОЛЯРИТОННОГО РЕЗОНАНСА МЕТОДОМ ТРАНСФЕР-МАТРИЦ

С.В. Чехонина

Самарский государственный университет
ruzelpina@bk.ru

АННОТАЦИЯ

В рамках метода трансфер-матриц построена математическая модель локализованного плазмонного резонанса в структуре диэлектрик-металл-диэлектрик. Получена зависимость коэффициента отражения света слоистой наноструктурой от частоты падающего излучения. Проведено исследование изменения коэффициента отражения в зависимости от толщины металлической пленки. Установлена чувствительность слоистой структуры к добавлению тонкого слоя протеинов.

1. ВВЕДЕНИЕ

Интенсивное развитие современных технологий сопровождается большим количеством экспериментальных и теоретических исследований поверхностных плазмон-поляритонов и их использованием в различных устройствах [1-3].

Так, например, «микроскоп на поверхностных плазмонах» имеет и на сегодняшний день широкий спектр применимости в различных сферах наук: физики, химии, биологии и др. Этот микроскоп работает на эффекте плазмонного резонанса, поэтому применим в качестве метода исследования различных переходных слоев и тонких пленок. На практике было проверено и установлено, что поверхностно-плазмонный микроскоп может служить сенсором, способным быстро и надежно детектировать наличие тех или иных химических веществ в исследуемой среде и давать отличные результаты, благодаря высокой разрешающей способности и чувствительности [4]. Кроме того, плазмоны можно рассматривать как средство передачи информации в компьютерных чипах [5]. Разработке новых конфигураций устройств на основе плазмонного резонанса посвящены статьи [6-8].

В настоящей работе были решены следующие задачи:

1) получить условие наблюдения поверхностных плазмонов;

2) применить метод трансфер-матрицы для описания прохождения света в слоистой наноструктуре;

3) применить построенную матрицу для расчета коэффициента отражения в структуре воздух-золото-стекло, воздух-протеиновая пленка-золото-стекло.

2. УСЛОВИЕ СУЩЕСТВОВАНИЯ ПОВЕРХНОСТНЫХ ПЛАЗМОНОВ

Рассмотрим задачу о прохождении электромагнитной волны через границу двух сред: 1-металл, с характеристиками ε_1 и μ_1, 2- диэлектрик, с характеристиками ε_2 и μ_2.

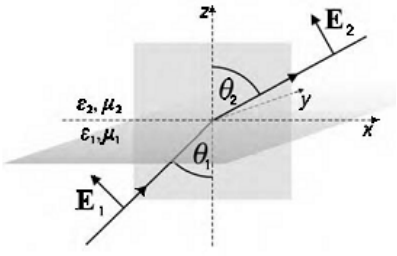


Рис.1 Прохождение электромагнитной волны через границу раздела двух сред металл-диэлектрик

При прохождении границы раздела сред электромагнитная волна описывается решением однородного уравнения Максвелла:

$$\nabla \times \nabla \times E(\vec{r},\omega) - \frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon(\vec{r},\omega)E(\vec{r},\omega) = 0$$

Решение можно представить в виде:

$$E_i = \begin{pmatrix} E_{j,x} \\ 0 \\ E_{j,z} \end{pmatrix} e^{ik_x x - i\omega t} e^{ik_{j,z} z},\ j = 1,2.$$

Здесь $k_x^2 + k_{j,z}^2 = \varepsilon_j k^2, \quad k = \frac{2\pi}{\lambda}$. Эта волна поляризована в плоскости падения и удовлетворяет граничному условию:

$$E_{1,x} - E_{2,x} = 0, \quad \varepsilon_1 E_{1,z} - \varepsilon_2 E_{2,z} = 0.$$

Теперь решение можно записать в форме:

$$E_i = E_{j,x}\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ \dfrac{-k_x}{k_{j,z}} \end{pmatrix} e^{ik_{j,z}z},\ j = 1,2.$$

Из условий непрерывности тангенциальных компонент векторов электрической напряженности находим следующее условие, при котором существуют распространяющиеся волны без источников: $\varepsilon_1 k_{2,z} - \varepsilon_2 k_{1,z} = 0.$

Получаем дисперсионное соотношение:

$$k_x^2 = \frac{\varepsilon_1\varepsilon_2}{\varepsilon_1+\varepsilon_2}k^2 = \frac{\varepsilon_1\varepsilon_2}{\varepsilon_1+\varepsilon_2}\frac{\omega^2}{c^2}, \quad k_x = \frac{\omega}{c}\sqrt{\frac{\varepsilon_1\varepsilon_2}{\varepsilon_1+\varepsilon_2}}.$$

Мы хотим найти распространяющиеся волны. Это значит, что компонента волнового вектора вдоль границы раздела должна быть действительной. С другой стороны, мы хотим найти локализованные вблизи поверхности раздела волны. Для этого нормальные к поверхности компоненты должны быть чисто мнимые. В этом случае будет наблюдаться экспоненциальное спадание полей при удалении от границы. Получаем условия существования локализованных поверхностных плазмонов:

$$\varepsilon_1(\omega)\cdot\varepsilon_2(\omega) < 0, \quad \varepsilon_1(\omega)+\varepsilon_2(\omega) < 0.$$

Следовательно, одна из диэлектрических функций должна быть отрицательной и по абсолютной величине превосходить другую. [1,2].

3. ПОВЕРХНОСТНЫЕ ПЛАЗМОНЫ В СЛОИСТЫХ СТРУКТУРАХ

Рассмотрим образование поверхностных плазмон-поляритонов при прохождении электромагнитной волны через слоистую структуру вида:

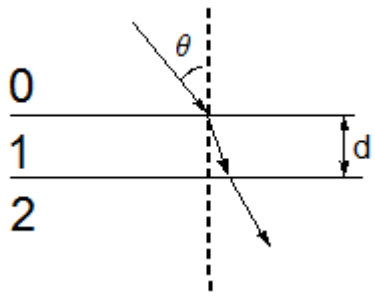


Рис.2/ Прохождение электромагнитной волны через слоистую структуру воздух-золотая нанопленка-стекло: 0 – Воздух (полупространство),
1 – Золото (d = 50 нм), 2 – Стекло (полупространство)

Волна в каждом слое описывается следующими выражениями:

$$E_0 = E_0^+ \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ \dfrac{-k_x}{k_{0,z}} \end{pmatrix} e^{ik_{0,z}z} + E_0^- \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ \dfrac{k_x}{k_{0,z}} \end{pmatrix} e^{-ik_{0,z}z}, \quad E_1 = E_1^+ \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ \dfrac{-k_x}{k_{1,z}} \end{pmatrix} e^{ik_{1,z}z} + E_1^- \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ \dfrac{k_x}{k_{1,z}} \end{pmatrix} e^{-ik_{1,z}(z-d)},$$

$$E_2 = E_2^+ \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ \dfrac{-k_x}{k_{2,z}} \end{pmatrix} e^{ik_{2,z}(z-d)}.$$

В случае золотой пленки существенная дисперсия имеет место только для $\varepsilon_1 = \varepsilon_1(\omega)$, в то время как ε_0 и ε_2 (для диэлектриков) можно рассматривать как не зависящие от частоты положительные величины [6].

Будем предполагать, что металл (золото) описывается моделью Друде. Тогда $\varepsilon_1(\omega) = 1 - \dfrac{\omega_{pl}^2}{\omega^2}$, где ω_{pl} - частота колебаний электронной плазмы в золоте, а ω – частота падающего излучения.

Запишем дисперсионные соотношения для каждой границы раздела сред.

Для границы воздух / золото:

$$k_{0,z} = \frac{\omega}{c}\sqrt{\frac{\varepsilon_0^2}{\varepsilon_0 + \varepsilon_1}}, \quad k_{1,z} = \frac{\omega}{c}\sqrt{\frac{\varepsilon_1^2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_0}}, \text{ обозначим: } \kappa_0 = \frac{k_{0,z}}{k_{1,z}}, \quad \eta_0 = \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_0}.$$

Для границы золото / стекло:

$$k_{1_2,z} = \frac{\omega}{c}\sqrt{\frac{\varepsilon_1^2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}}, k_{2,z} = \frac{\omega}{c}\sqrt{\frac{\varepsilon_2^2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}}, \kappa_1 = \frac{k_{1_2,z}}{k_{2,z}}, \eta_1 = \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}.$$

Используя условие непрерывности векторов $\vec{D}_\perp$ и $\vec{E}_\parallel$ на границе раздела, получаем:

$$\begin{pmatrix} E_0^+ \\ E_0^- \end{pmatrix} = \frac{1}{2}\begin{pmatrix} 1+\kappa_1\eta_1 & 1-\kappa_1\eta_1 \\ 1-\kappa_1\eta_1 & 1+\kappa_1\eta_1 \end{pmatrix}\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & e^{ik_{1,z}z} \end{pmatrix}\begin{pmatrix} E_1^+ \\ E_1^- \end{pmatrix},$$

$$\begin{pmatrix} E_1^+ \\ E_1^- \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} e^{-ik_{1,z}z} & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1+\kappa_2\eta_2 & 1-\kappa_2\eta_2 \\ 1-\kappa_2\eta_2 & 1+\kappa_2\eta_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_2^+ \\ E_0^- \end{pmatrix}.$$

Эти уравнения запишем в трансфер-матричном подходе:

$$\begin{pmatrix} E_0^+ \\ E_0^- \end{pmatrix} = \mathrm{T}_{0,1}\Phi_1\mathrm{T}_{1,2} \begin{pmatrix} E_2^+ \\ 0 \end{pmatrix},$$

$$\mathrm{T}_{0,1} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1+\kappa_1\eta_1 & 1-\kappa_1\eta_1 \\ 1-\kappa_1\eta_1 & 1+\kappa_1\eta_1 \end{pmatrix}, \Phi_1 = \begin{pmatrix} e^{-ik_{1,z}z\cdot d} & 0 \\ 0 & e^{ik_{1,z}z\cdot d} \end{pmatrix}, \mathrm{T}_{1,2} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1+\kappa_2\eta_2 & 1-\kappa_2\eta_2 \\ 1-\kappa_2\eta_2 & 1+\kappa_2\eta_2 \end{pmatrix}.$$

Коэффициент отражения определяется формулой:

$$R(\omega, k_x) = \frac{|E_0^-|^2}{|E_0^+|^2}.$$

В пакете Mathematica была получена и исследована зависимость коэффициента отражения от частоты падающего излучения. На Рис.3 показан 3D-график: по оси OZ отложен коэффициент R, по OY -толщина пленки d, по OX -частота падающей волны.

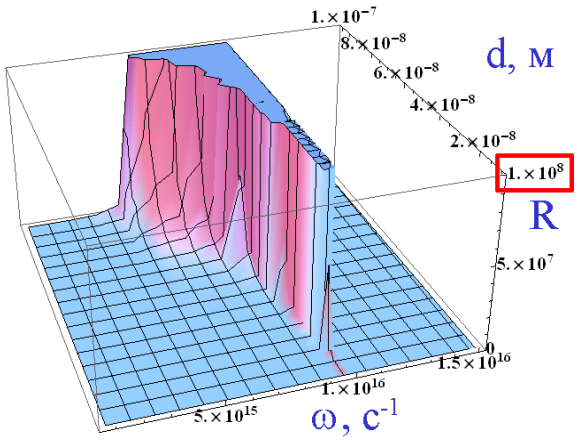


Рис. 3. 3D-график зависимости коэффициента отражения от частоты падающей волны и толщины золотой пленки, при проникновении волны из золота в стекло

Вывод: как видно, что на некотором диапазоне волн золотая пленка становится прозрачной. Это т.н. скин-эффект. Толщина пленки в нашем случае оказывается меньше величины скин-слоя (для золота скин-слой при н.у. равен 100 нм). На частотах, близких к плазменной, коэффициент отражения резко возрастает. Кроме того, в золотых пленках, которые имеют разную толщину, плазмонный резонанс будет происходить на разных частотах, а значит и поверхностные волны будут появляются на разных частотах. Т.е. образование поверхностных плазмонных волн существенно за-

висит не только от частоты падающего света, но и от толщины слоя металла, расположенного между диэлектриками.

В рамках формализма трансфер-матриц в работе решена еще одна задача, аналогичная первой, но с добавлением между воздухом и золотой пленкой слоя протеинов (d=5нм).

На Рис. 4 показана зависимость коэффициента отражения от характеристик системы, полученная в данной работе.

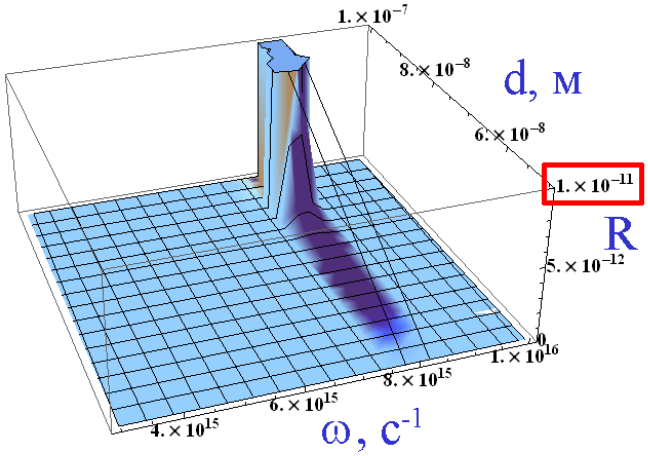


Рис.4. Трехмерный график зависимости коэффициента отражения от частоты падающей волны и толщины золотой пленки, при добавлении слоя протеинов на золотую пленку

Вывод: При добавлении на золото слоя протеинов коэффициент отражения уменьшился на несколько порядков. Это видно из сравнения рисунков 3 и 4. Т.о., слоистая структура оказалась очень чувствительной к добавлению даже одного тонкого слоя протеинов. Этот факт дает возможность использовать данную конструкцию в качестве биосенсора.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе рассмотрено возникновение плазмон-поляритонного резонанса в слоистых наноструктурах.

1. В рамках метода трансфер-матрицы построена математическая модель плазмонного резонанса в структуре диэлектрик-металл-диэлектрик.

2. Найдена зависимость коэффициента отражения от частоты падающего излучения в слоистой структуре: стекло-золотая нанопленка-воздух. Показано, что образование поверхностных плазмонных волн существенно зависит не только от частоты падающего света, но и от толщины слоя металла, расположенного между диэлектриками.

3. Найдена зависимость коэффициента отражения от частоты падающего излучения и толщины золотой нанопленки в слоистой структуре: воздух-протеины-золотая нанопленка-стекло. Показана сильная зависимость плазмонного резонанса от состава слоистой структуры.

Эти результаты позволяют применить метод трансфер матриц к описанию поверхностных плазмонных волн, возникающих в современных наноструктурных материалах. Полученные результаты соответствуют результатам других теоретических исследований, опубликованных в открытой печати.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Климов В.В. Наноплазмоника. М.: Физматлит, 2010. 480 с.
2. Novotny L., Hecht B. Princuples of Nano-Optics, Cambridge University Press, 2006.
3. Возинова А.В., Нерух А.Г. Всеукраинский межведомственный научно-технический сборник, выпуск 154, Харьков, 2008.
4. Гришина Н. В., Еремин Ю. А., Свешников А. Г. Анализ рассеивающих свойств наноразмерной вставки в пленке на подложке // Оптика и спектроскопия. 2008. Т.105. № 6. С. 1039-1044.
5. Федянин Д.Ю., Арсенин А.В., Лейман В.Г., Гладун А.Д. Поверхностные плазмон-поляритоны с отрицательной и нулевой групповыми скоростями, распространяющиеся по тонким металлическим пленкам // Квантовая Электроника. 2009. Т.39. № 8. С. 745-750.
6. Abdulhalim A., Zourob M., Lakhtakia A. Surface Plasmon Resonance for Biosensing: A Mini-Review // Electromagnetics. 2008. V.28. № 3. P. 214 – 242.
7. Этуотер Г. Информационные технологии. Плазмоника. «В мире науки». № 8. 2007.
8. Stockman M.I. Nanofocusing of optical energy in tapered plasmonic waveguides // Phys. Rev. Lett. 2004. V. 93. P. 137-404 .

КРИСТАЛЛОГРАФИЧЕСКАЯ РЕГИСТРАЦИЯ РЕЗУЛЬТАТОВ ЛАЗЕРНОГО ОБЛУЧЕНИЯ БИООРГАНИЧЕСКИХ ЖИДКОСТЕЙ

Е.С. Мусатова[1], А.Н. Малов[2], А.Ю. Сетейкин[1]

[1]Амурский государственный университет
[2]ООО «Технологии прогресса»
a-lisa09@mail.ru

АННОТАЦИЯ

Исследованы кристаллограммы биологических жидкостей сыворотки крови и глицина до и после воздействия излучения He-Ne лазера (λ=633нм). Уменьшение кластеров биоорганических молекул под действием лазерного излучения подтверждается экспериментами *in vitro* на растворах методом кристаллографического анализа сухих пленок этих жидкостей.

1. ВВЕДЕНИЕ

В последние годы большое внимание уделяется изучению процессов, происходящих при высыхании капли многокомпонентной жидкости на твердой горизонтальной поверхности. Открытая капля часто рассматривается как удобная модель самоорганизующейся системы с широким набором физико-химических процессов, свойства которых зависят от ее состава, материала подложки и внешних условий. Интерес к проблеме стимулируется и широким спектром приложений, в число которых входят технологии нанесения рельефных покрытий, производства микро - и наноструктур, медицинской диагностики и даже прогноза изменчивости окружающей среды. Многообразие процессов, протекающих в высыхающих каплях истинных и коллоидных растворов, взвесей и суспензий, затрудняет их количественное экспериментальное изучение и разработку математических моделей течений и процессов отложения растворенных веществ. Среди основных процессов в высыхающих каплях принято выделять чисто гидродинамические, термодинамические, диффузионные изменения фазового состояния вещества на последних стадиях высыхания [1].

Существует множество работ по исследованию нативных кристаллограмм биологических жидкостей, создаются банки данных по описанию типовых структур твердой фазы различных исследуемых объектов, с по-

мощью которых можно провести сравнение и сделать вывод о присутствующих патологиях. В частности, структуры, наблюдаемые при высыхании биологических жидкостей (сыворотка крови, урина, слюна и т.д.), являются диагностическим признаком ряда заболеваний.

С другой стороны, в настоящее время лазерная терапия эффективно применяют врачи самых различных специальностей [2-3], но при этом остается открытым вопрос о прямом экспериментальном подтверждении самого лазерного излучения на биологический объект.

В настоящей работе экспериментально исследована возможность регистрации лазерно-индуцированных изменений в биологических жидкостях методом клиновидной дегидратации, так как он наиболее доступен и практически и экономически, а так же позволяет делать видимой молекулярную организацию биологических жидкостей путем перевода ее на макроуровень.

Основной целью работы было выявление самого факта изменений, происходящих в биологической жидкости под действием лазерного излучения.

2. МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

Явление дегидратационной самоорганизации положено в основу одного из методов медицинской диагностики – метода клиновидной дегидратации, который заключается в том, что каплю исследуемой биологической жидкости (контрольные и облученные лазерным излучением образцы) объемом 0,01 мл наносят на обезжиренное предметное стекло под углом 25-30º и высушивают (защитив от попадания пыли) при комнатной температуре 20-25ºС и относительной влажности воздуха 65-70% в течение 18-24 часов. С помощью данного метода изготавливались препараты исследуемых биологических жидкостей. Регистрация изменений в растворах выполнялась кристаллографическим методом: раствор поливался на стеклянную подложку, высушивался, и анализировалась морфологическая структура сухой пленки с помощью оптического микроскопа с фото приставкой Nikon E200 [4-7].

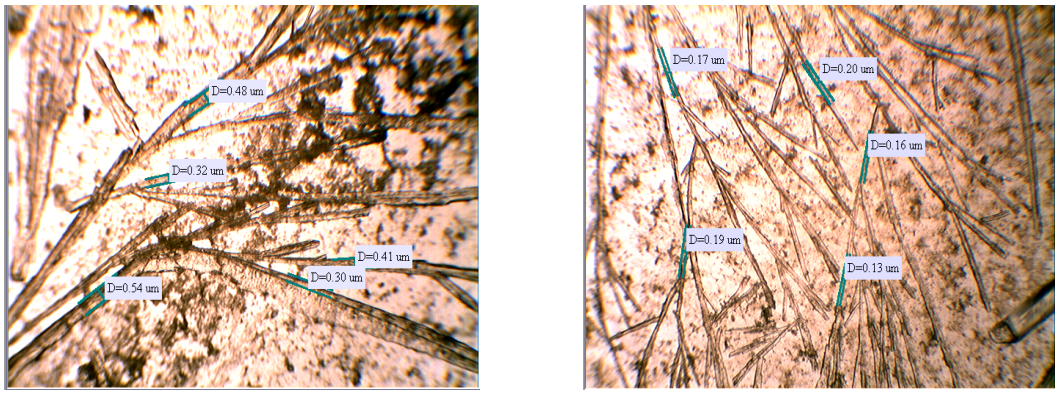
Раствор глицина с концентрацией 5% и объемом примерно 10 мл облучали светом красного гелий-неонового лазера с длиной волны 633 нм в специальной кювете в течение 15 мин при плотности мощности излучения около 0,6 мВт/см^2. Затем раствор наносили на подложки (метод клиновид-

ной дегидратации) и изучали сухие пленки в просвечивающем свете оптического микроскопа. Изображения фиксировались с помощью специальной фото приставки Nikon.

Препараты плазмы крови готовились стандартным образом: после образования сгустка крови, кровь отстаивали при комнатной температуре 1 час, затем центрифугировали в течение 10 минут- 800 оборотов, с целью отделения сыворотки крови от тромба. Облучение проводилось в соответствии с тем же режимом, что применялся для раствора глицина. Мазок изготавливали путем нанесения большой капли (0,1 мл) сыворотки крови на обезжиренное предметное стекло. «Толстая» капля сыворотки крови высыхала при комнатной температуре в течение 5 часов. Регистрация изображения проводилась аналогичным образом.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

При формировании кристаллограмм в сухих пленках из 5%-ного раствора глицина и из раствора плазмы крови с глицином их структура определяется зародышами кристаллизации, которые, в свою очередь, зависят от состояния исходных растворов. Биоорганические макромолекулы в растворе имеют водное окружение и образуют кластеры различных размеров и конфигураций. При высыхании раствора в первую очередь на подложке фиксируются макромолекулярные кластеры больших размеров (имеющие как целое меньшую скорость хаотического движения) и они играют роль зародышей (или центров кристаллизации) для роста кристаллов в пленке.



а) б)

Рис. 1. 5% раствор глицина. Увеличение 50х.
а) - контрольный образец, б) – после лазерного облучения

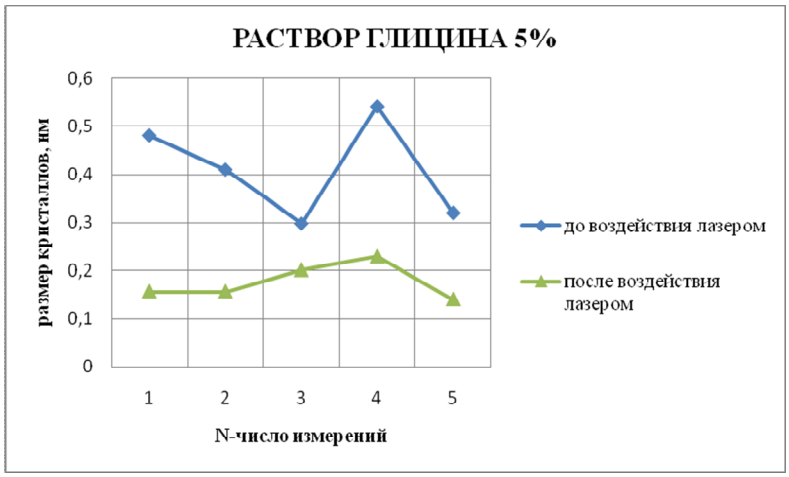
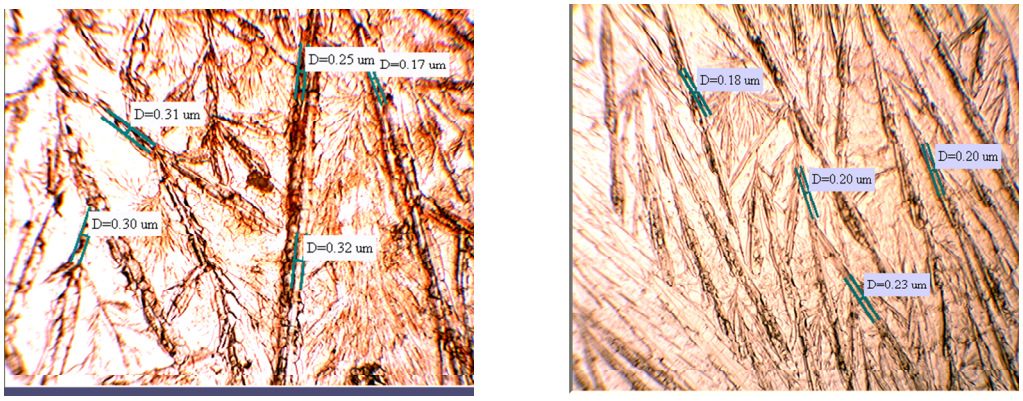


Рис. 2. Сравнение размеров кристаллов глицина 5% до и после лазерного воздействия

В дальнейшем происходит эпитаксиальное нарастание позже кристаллизующихся низкомолекулярных фракций на поверхности фибриллоподобного остова. Таким образом, образуется лучевая структура из ламелей с эпитаксиальной рекристаллизацией на части луча, играющей роль субстрата для высыхающего раствора. Подобные структуры двойной морфологии получили название «шиш-кебаб» [5].

Уменьшение толщины лучей-ламелей после лазерного облучения, показывает, что в облученном растворе размеры кластеров значительно уменьшаются, что приводит к уменьшению размеров зародышей при высыхании пленки.



а) б)

Рис. 3. Раствор глицина и плазмы. Увеличение 50х.
а) – контрольный образец, б) – после лазерного облучения

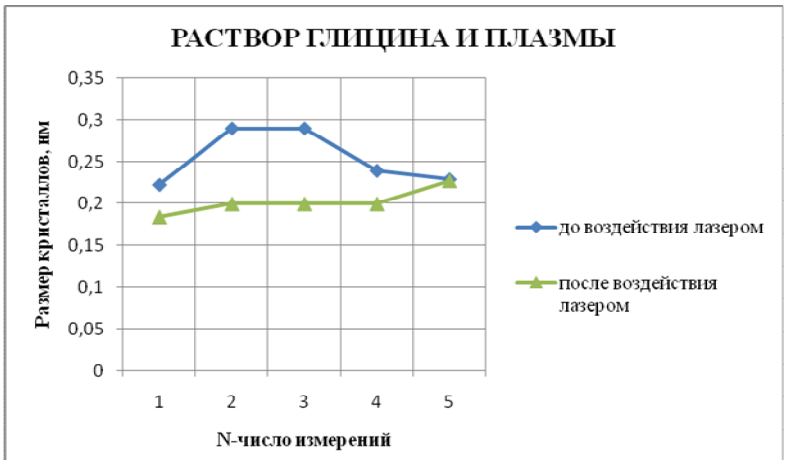


Рис. 4. Сравнение размеров кристаллов глицина с плазмой до и после лазерного воздействия

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, уменьшение кластеров биоорганических молекул под действием лазерного излучения подтверждается экспериментами *in vitro* на растворах глицина и растворов плазмы крови с глицином методом кристаллографического анализа сухих пленок этих жидкостей.

Под действием лазерного излучения происходит достаточно быстрое изменение конформационного состояния биологических макромолекул без изменения температуры раствора в целом. Поэтому в крови могут при облучении меняться конформационные состояния белковых молекул и их гидратных оболочек. Эти лазерно-модифицированные жидкие компоненты крови затем поступают к мембранам нервных клеток и в межсинаптические переходы. Белковые молекулы под действием поглощенного излучения активируют свои тормозящие (обезболивающие) свойства и влияют на процессы синаптических переключений в нервных волокнах, сегментарных структурах спинного мозга, релейных ядрах таламуса и проекционных зонах коры соответствующих сенсорных систем.

Можно отметить, что в настоящее время методы оценки твердой фазы биологических жидкостей нашли достаточно широкое применение в клинической медицине, гигиенических исследованиях, что объясняется весомыми преимуществами: дешевизной, простотой в исполнении, а также высокой чувствительностью, информативностью, обеспеченными применением компьютерной микроскопии в медицинских учреждениях. Тем не менее, за исключением отдельных запатентованных способов диагностики заболеваний по особенностям структуризации биожидкостей, большая часть исследований находится на стадии феноменологического описания.

Таким образом, основные результаты, полученные в настоящем исследовании, можно сформулировать следующим образом:

- воздействие лазерного излучения на биоорганическую жидкость непосредственно наблюдается в виде измельчения кристаллографической структуры полученных из них сухих пленок, что непосредственно свидетельствует об эффекте лазерной нанокластеризации в исходном растворе;
- лазерно-индуцированная нанокластеризация биоорганической жидкости дает устойчивый результат, не разрушающийся в течение, по крайней мере, нескольких часов и в процессе дегидратации жидкости при формировании сухих пленок.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кистович А.В., Чашечкин Ю.Д., Шабалин В.В. Механизм формирования краевого валика в высыхающей капле биожидкости // Журнал технической физики, 2010. Т 80, В. 4

2. Плужников М.С., Жуманкулов М.С., Басиладзе Л.И., Иванов Б.С. Фотобиологическое действие излучения гелий-неонового лазера на кровь // Актуальные вопросы лазерной медицины: Тез. докл. I Всеросс. конф. - М. - Л. : МОНИКИ, 1991. - С. 8.

3. Якименко И.Л., Сидорик Е.П. Регулирующее действие низкоинтенсивного лазерного излучения на состояние антиоксидантной системы организма // Укр. биохим. журнал. 2001. Т. 73, N 1. С. 16-23.

4. Ченцова О.Б., Прокофьева Г.Л. Кристаллографический метод обследования при некоторых заболеваниях глаз. – М.: Медицина, 1988.

5. Патент ПМР № 180F1, приоритет от 17.04.2001. –удостоверение № 342, 4 с. Способ определения состояния биологического объекта / Малов А.Н. и др.; Тирасполь.

6. Методы компьютерной обработки изображений / под ред. В.А. Сойфера. – М.: Физматлит, 2001.

7. Вундерлих Б. Физика макромолекул: Кристаллическая структура, морфология, дефекты. Том 1. – М.: Мир, 1976.

8. Malov A.N., Musatova E.S., Setejkin A.U., Zinoviev S. V. Laser nanoclasterization processes simulation // In «Modern Problems of Nanopharmacology», The 8th Russia and China Pharmaceutical Forum, 14- 17 September 2011, Blagoveshchensk. – pp. 66 – 67.

ПЛАЗМОННЫЙ РЕЗРНАНС В КВАЗИСТАТИЧЕСКОМ ПРИБЛИЖЕНИИ

И.С. Савичева

Самарский государственный университет
irasamgu@mail.ru

АННОТАЦИЯ

В работе на основе уравнений Максвелла в квазистатическом приближении построена математическая модель возникновения плазмонного резонанса в цилиндрическом нанопроводе и сферической наночастице. Проведён расчет плазмонного резонанса вблизи данных нанообъектов.

1. ВВЕДЕНИЕ

Благодаря успехам в производстве и визуализации металлических и полупроводниковых наночастиц быстро развивается новая область нанотехнологий – наноплазмоника.

Наноплазмоника изучает явления, связанные с колебаниями электронов проводимости в металлических наноструктурах и наночастицах и взаимодействием этих колебаний со светом, атомами и молекулами с целью создания сложных оптических устройств [1-5]. Плазмонные колебания в наночастицах существенно отличаются от электромагнитных волн, распространяющихся по поверхности металла («поверхностных плазмонов»). Именно эти колебания, которые называются локализованными плазмонами, являются основой всех приложений наноплазмоники [6-10].

Целью работы является исследование пространственного распределения электромагнитного поля вблизи нанообъектов и расчет усиления электрического поля.

2. КВАЗИСТАТИЧЕСКОЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ

Взаимодействие частицы размером d с электромагнитным полем может быть проанализировано в приближении квазистатической аппроксимации при условии, что $d<<\lambda$, т.е. размер частицы значительно меньше длины волны света в окружающей частицу среде. В этом случае фаза осциллирующего электромагнитного поля в объеме частицы может считаться постоянной, и пространственное распределение поля может быть найдено из упрощенной задачи для частицы в однородном поле. После реше-

ния задачи о пространственном распределении амплитуд поля будем предполагать временные фазы гармоник одинаковыми для любых точек внутри частицы. Такая аппроксимация достаточно точно описывает оптические свойства наночастиц в большинстве случаев до размеров порядка 100 нм.

3. ПЛАЗМОННЫЙ РЕЗОНАНС В НАНОПРОВОДЕ

Рассмотрим тонкий цилиндрический провод радиуса *a*, расположенный вдоль оси z, центр круга совпадает с началом координат. На провод падает плоская волна, поляризованная вдоль оси x.

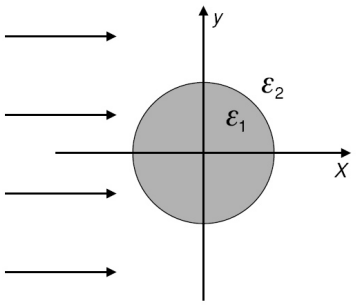


Рис. 1. Выбор системы координат

Запишем уравнение Лапласа в полярных координатах:

$$\frac{1}{\rho}\frac{\partial}{\partial\rho}\left(\rho\frac{\partial\Phi}{\partial\rho}\right)+\frac{1}{\rho^2}\left(\frac{\partial^2\Phi}{\partial\varphi^2}\right)=0.$$

В работе уравнение решается методом разделения переменных, и получено решение:

$$\Phi(\rho<a)=\Phi_1=\sum_{n=1}^{\infty}\alpha_n\rho^n\cos(n\varphi)$$

$$\Phi(\rho>a)=\Phi_2=\Phi_{scat}+\Phi_0=\sum_{n=1}^{\infty}\beta_n\rho^{-n}\cos(n\varphi)-E_0\rho\cos(\varphi)\,.$$

Здесь α_n и β_n определяются из граничных условий:

$$\left[\frac{\partial\Phi_1}{\partial\varphi}\right]_{\rho=a}=\left[\frac{\partial\Phi_2}{\partial\varphi}\right]_{\rho=a}\qquad\varepsilon_1\left[\frac{\partial\Phi_1}{\partial\rho}\right]_{\rho=a}=\varepsilon_2\left[\frac{\partial\Phi_2}{\partial\rho}\right]_{\rho=a}$$

Они следуют из условий непрерывности тангенциальной компоненты электрического поля и нормальной компоненты электрического смещения, ε_1 и ε_2 – комплексные диэлектрические проницаемости провода и окружающей среды.

Находим решение краевой задачи:

$$\begin{cases} \Phi_1 = -E_0 \dfrac{2\varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2} \rho \cos\varphi \\ \Phi_2 = E_0 a^2 \dfrac{\varepsilon_1 - \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2} \rho^{-1} \cos\varphi - E_0 \rho \cos\varphi \end{cases}$$

Вычислим напряжённость:

$$E_1 = -E_0 \frac{2\varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2} \vec{n}_x$$

$$E_2 = -(E_0 a^2 \frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2} \frac{y^2 - x^2}{(x^2 + y^2)^2} \vec{n}_x - E_0 \vec{n}_x +$$

$$+2E_0 a^2 \frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2} \frac{2yx}{(x^2 + y^2)^2} \vec{n}_y) = E_0 \vec{n}_x + E_0 \frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2 \rho^2} (1 - 2\sin^2\varphi) \vec{n}_x +$$

$$+2E_0 \frac{\varepsilon_1 - 2\varepsilon_2 a^2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2 \rho^2} \sin\varphi \cos\varphi \vec{n}_y$$

Проиллюстрируем полученное решение (см. Рис. 2. и Рис. 3). Заметим, что поле максимально вдоль направления поляризации волны.

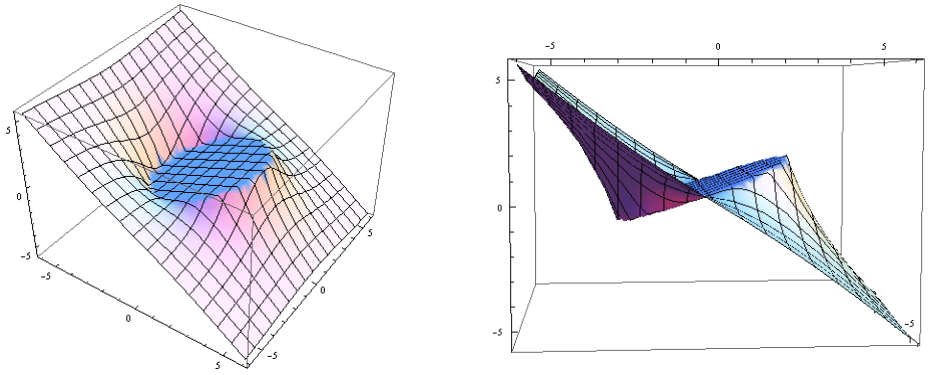


Рис. 2. Потенциал электрического поля в окрестности нанопровода

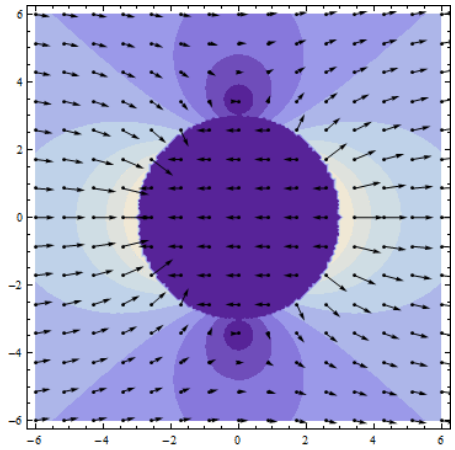


Рис. 3. Ближнее поле вокруг золотого провода в квазистатическом приближении. Стрелки указывают направление электрического поля. Чем темнее участок на рисунке, тем меньше величина вектора напряженности электрического поля

4. ЛОКАЛИЗОВАННЫЕ ПЛАЗМОНЫ В НАНОЧАСТИЦАХ

Плазмонный резонанс в малых сферических частицах можно рассчитать так же в квазистатическом приближении. Запишем уравнение Лапласа в сферических координатах:

$$\frac{1}{r^2 \sin\theta}\left[\sin\theta\frac{\partial}{\partial r}\left(r^2\frac{\partial}{\partial r}\right)+\frac{\partial}{\partial\theta}\left(\sin\theta\frac{\partial}{\partial\theta}\right)+\frac{1}{\sin\theta}\frac{\partial^2}{\partial\varphi^2}\right]\Phi(r,\theta,\varphi)=0$$

Решим его методом разделения переменных. Дополним уравнение граничными условиями.

Из условий непрерывности тангенциальной составляющей электрического поля и нормальной составляющей электрического смещения на поверхности сферы получаем:

$$\left[\frac{\partial\Phi_1}{\partial\Theta}\right]_{r=a}=\left[\frac{\partial\Phi_2}{\partial\Theta}\right]_{r=a},\quad \varepsilon_1\left[\frac{\partial\Phi_1}{\partial r}\right]_{r=a}=\varepsilon_2\left[\frac{\partial\Phi_2}{\partial r}\right]_{r=a}$$

Здесь Φ_1 – потенциал внутри сферы, $\Phi_2=\Phi_{scat}+\Phi_0$ – потенциал вне сферы, состоящий из потенциала входящей волны и потенциала рассеянной волны.

Для входящего электрического поля мы предположим, что оно однородно и направлено вдоль оси x (как и в случае провода).

Учёт граничных условий приведёт к решению:

$$\Phi_1=-E_0\frac{3\varepsilon_2}{2\varepsilon_2+\varepsilon_1}r\cos\Theta,\ \Phi_2=-E_0 r\cos\Theta+E_0\frac{\varepsilon_1-\varepsilon_2}{\varepsilon_1+2\varepsilon_2}a^3\frac{\cos\Theta}{r^2}.$$

Наиболее важное отличие от решения для провода — зависимость от расстояния $\frac{1}{r^2}$ и изменённое резонансное условие ($2\varepsilon_2$ вместо ε_2 в знаменателе). Также важно заметить, что поле не зависит от азимутального угла φ-это результат симметрии поля, направленного вдоль оси x.

Рассчитаем напряженность $\vec{E}=-\nabla\Phi$:

$$E_1=E_0\frac{3\varepsilon_2}{\varepsilon_1+2\varepsilon_2}\vec{n}_x,$$

$$E_2=E_0\left(\cos\Theta\vec{n}_r-\sin\Theta\vec{n}_\Theta\right)+\frac{1}{r^3}E_0\frac{\varepsilon_1-\varepsilon_2}{\varepsilon_1+2\varepsilon_2}a^3(2\cos\Theta\vec{n}_r+\sin\Theta\vec{n}_\Theta)$$

Проиллюстрируем полученное решение (см. Рис. 4).

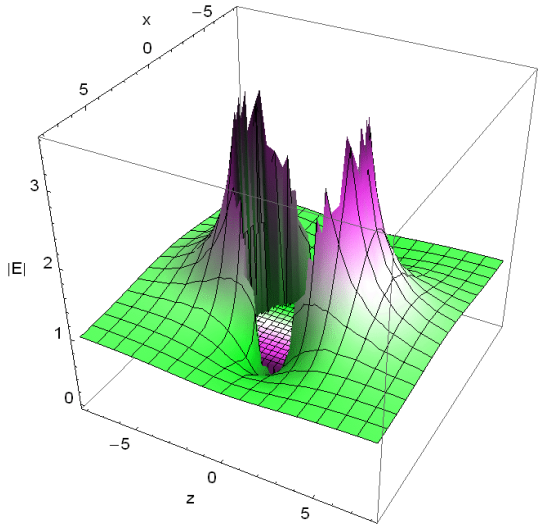


Рис. 4. 3D – график распределения поля вблизи резонансной золотой или серебряной частицы

Поле локализовано вблизи поверхности частицы. Поле внутри частицы однородно. Рассеянное электрическое поле идентично электростатическому полю диполя, локализованного в центре сферы. Диполь индуцирован внешним полем E_0 и имеет величину:

$$\mu = \varepsilon_2 \alpha(\omega) E_0,$$

где α – поляризуемость

$$\alpha(\omega) = 4\pi\varepsilon_0 a^3 \frac{\varepsilon_1(\omega) - \varepsilon_2}{\varepsilon_1(\omega) + 2\varepsilon_2}.$$

Полученные результаты соответствуют расчетам в других теоретических моделях [11].

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе решено уравнение Лапласа для потенциала электрического поля

– внутри металлической нанопроволоки и в ближайшей ее окрестности;

– внутри сферической наночастицы и в ближайшей ее окрестности.

Найдена напряженность локальных полей вблизи нанообъектов. Показано, что поле внутри наночастицы однородно. Для металлических частиц это – неожиданный результат, так как известно, что поле экспоненциально затухает в металле. Следовательно, квазистатическое приближение

справедливо для частиц, размер которых меньше глубины d скин-эффекта в металле ($d = \frac{\lambda}{4\pi\sqrt{\varepsilon}}$).

Другой важный результат: рассеянное электрическое поле идентично электростатическому полю диполя, локализованного в центре сферы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ:

1. Хлебцов Н.Г., Максимова И.Л., Терентюк Г.С., Хлебцов Б.Н., Акчурин Г.Г., Ермолаев И.А., Скапцов А.А., Ревзина Е.М., Тучин В.В.. Лазерный фототермолиз биотканей с использованием плазмонно-резонансных наночастиц // Квантовая Электроника. 2008. Т.38. № 6. С. 536-542.

2. Астафьева Л. Г., Леднева Г. П. Преобразование оптического излучения микросферой с нановключениями золей металлов // Оптика и спектроскопия. 2009. Т.106. № 2. С. 306-313.

3. Ахмеджанов И.М., Тищенко А.В., Щербаков А.А. Моделирование рассеяния света на наночастицах сложной формы методом обобщенных источников // Оптика и спектроскопия. 2008. Т.105. № 6. С. 1033-1038.

4. Хлебцов Н.Г. Оптика и биофотоника наночастиц с плазмонным резонансом // Квантовая Электроника. 2008. Т.38. № 6. С. 504-529.

5. Федосов И.В., Нефедов И.С., Хлебцов Б.Н., Тучин В.В. Динамическая ультрамикроскопия лазерно-индуцированных течений в коллоидных растворах плазмонно-резонансных частиц // Квантовая Электроника. 2008. Т.38. № 6. С. 530-535.

6. Шалин А.С. Микроскопическая теория оптических свойств композитных сред с хаотическим распределением наночастиц // Квантовая Электроника. 2010. Т.40. №11. С. 1004-1011.

7. Лебедев В.С., Медведев А.С., Васильев Д.Н., Чубич Д.А., Витухновский А.Г. Оптические свойства композитных наночастиц благородных металлов, покрытых мономолекулярным слоем J-агрегата органического красителя // Квантовая Электроника. 2010. Т.40. № 3. С. 246-253.

8. Тучина Е.С., Тучин В.В., Хлебцов Б.Н., Хлебцов Н.Г. Индуцированное ИК лазерным излучением фототоксическое воздействие конъюгатов плазмонно-резонансных наночастиц с красителем индоцианиновым зеленым на бактерии Staphylococcus aureus // Квантовая Электроника. 2011. Т.41. № 4. С. 354-359.

9. Wu D., Liu X., Li B. Localized surface plasmon resonance properties of two-layered gold nanowire: Effects of geometry, incidence angle, and polarization // J. Appl. Phys. 2011. V.109. P. 083540.

10.Li B., Su X., Lin J., Gao X., Lei J., Tao H. Optical absorption enhancement in solar cells with cylindrical Ag nanoparticles by localized surface plasmons // Jour nal of Modern Optics. 2011. V.58.P. 796 – 801.

11.Geints Yu. É., Zemlyanov A. A., Panina E. K.. Nanophotonics jf isolated spherical particles // Rus. Phys. Journ. 2010. V. 53, No. 4. P. 410-420

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВЕРОЯТНОСТИ ОБРАЗОВАНИЯ КОЛЕБАТЕЛЬНО ВОЗБУЖДЕННЫХ МОЛЕКУЛ В РЕАКЦИИ ДИМОЛЬНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ СИНГЛЕТНОГО КИСЛОРОДА

М.С. Малышев

Самарский государственный аэрокосмический университет им. акад.С.П. Королева (национальный исследовательский университет)
ningen256@gmail.com

АННОТАЦИЯ

В данной работе было определено число колебательных квантов и вероятности образований колебательно возбужденных молекул в реакции димольного взаимодействия синглетного кислорода. Тема работы актуальна для разработки научных основ проектирования химических кислородно-йодных лазеров. Решалась задача кинетики образования, обмена и релаксации колебательных квантов в молекулах кислорода, тепло- и массопереноса. Путем сравнения расчетных и экспериментальных результатов, получены верхние оценки $p_1<0{,}15$ и $p_2<0{,}075$ для вероятности образования 1-го и 2-х колебательных квантов соответственно. Проведен сравнительный анализ результатов, полученных различными методами.

1. ВВЕДЕНИЕ

Процессы, протекающие с участием колебательно возбужденных молекул кислорода, имеют очень большое значение в природе и технике. Например, в земной атмосфере на высотах от 40 до 110 километров происходит обмен колебательной энергией между молекулами кислорода и воды. Инфракрасное излучение, возникающее в результате этих процессов, позволяет судить о величине концентрации водяных паров [1]. Также реакции с участием колебательно возбужденных молекул кислорода играют очень важную роль в кинетике активной среды химического кислородно-йодного лазера [2].

В данной работе анализируется кинетика образования, обмена и релаксации колебательной энергии молекул кислорода и воды. Реакция $O_2(^1\Delta)+O_2(^1\Delta)\rightarrow O_2(^1\Sigma)+O_2(^3\Sigma)$ является одной из многих реакций, в которых могут образовываться колебательно возбужденные молекулы кисло-

рода. В данной работе полагается, что данная реакция является единственным источником колебательно возбужденных молекул, что позволяет оценить максимальную величину вероятности образования колебательно-возбужденных молекул.

2. ОБЗОР ЛИТЕРАТУРЫ

Вероятность образования колебательно-возбужденных молекул в реакции $O_2(^1\Delta)+O_2(^1\Delta) \rightarrow O_2(^1\Sigma) +O_2(^3\Sigma)$ ранее определялась в работах [3] и [4]. В работе [3] было получено значение вероятности образования одного колебательного кванта p_1=0,05. В работе [4] было показано, что вероятность образования колебательно возбужденных молекул на первом колебательном уровне p_1=0,04, а вероятность возбуждения сразу на второй колебательный уровень p_2=0,64. В целом это дает суммарное число колебательных квантов, образующихся в этой реакции n=1,32. В обеих работах для генерации $O_2(^1\Delta)$ использовался электрический разряд, в котором генерируются свободные атомы кислорода. В результате рекомбинации атомов кислорода могут возникать колебательно возбужденные молекулы, причем преимущественно на высоких колебательных уровнях. Это может послужить причиной столь высокой вероятности, как та, что была получена в работе [4].

Однако, колебательно возбужденный кислород $O_2(^1\Delta)$ наблюдался в газе на выходе химического генератора синглетного кислорода, где свободные атомы кислорода отсутствуют [5]. Данный эксперимент послужил основанием для предположения, что молекулы $O_2(^1\Delta, \upsilon=1)$ и $O_2(^1\Delta, \upsilon=2)$ могут играть существенную роль в кинетике диссоциации молекул йода в химическом кислородно-йодном лазере [2]. Необходимо было провести дополнительные эксперименты и расчеты относительно содержания молекул $O_2(^1\Delta, \upsilon>0)$ и $O_2(^1\Sigma, \upsilon>0)$.

В СФ ФИАН была получена зависимость относительной концентрации $O_2(^1\Sigma, \upsilon=1)$ от относительной концентрации паров воды [6]. Путем моделирования кинетики проведенного эксперимента в данной работе будет сделана оценка максимального числа колебательных квантов, образующихся в реакции $O_2(^1\Delta)+O_2(^1\Delta) \rightarrow O_2(^1\Sigma)+O_2(^3\Sigma)$.

3. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Смесь $O_2(a^1\Delta)$-$O_2(X^3\Sigma)$-H_2O производилась генератором синглетного кислорода, работающим при молярном расходе хлора 0,4 ммоль/с. Из генератора смесь поступала на ловушку паров воды, в которой производилось частичное удаление паров воды из смеси, путём охлаждения её до температур порядка минус 80ºС. После этого смесь поступала в канал длиной 8 см, шириной 25 мм, и высотой 8 мм. В работе [6] также производились измерения для канала высотой 15 мм, однако в данной работе этот случай рассматриваться не будет. В канале было сделано несколько отверстий, снабженных оптическим окнами.

Абсолютная спектральная светимость в диапазоне от 600 до 800 нм измерялась оптоволоконным спектрометром AvaSpec-3648 с линейкой ПЗС-приемников излучения. Молярный расход вещества в канале G=0,4 ммоль/с (равен молярному расходу хлора в генераторе синглетного кислорода), давление p=3465,8 Па, температура входного потока T_0=310К, температура стенок канала T_{wall}=288К, относительная концентрация молекул $O_2(a^1\Delta)$ на входе в канал X_a=0,42. Относительная концентрация молекул воды менялась в пределах от 10^{-4} до 10^{-2}. Для определения температуры использовался метод синтеза частично разрешенной структуры вращательного спектра излучения перехода $^1\Sigma \rightarrow {}^3\Sigma$, описанный в работе [7].

Ниже будут перечислены реакции, возможные в среде, в которой содержатся молекулы кислорода в возбужденном состоянии и молекулы воды [6].

Исследуемая в данной работе реакция взаимодействия двух молекул $O_2(a^1\Delta)$:

$$O_2(a^1\Delta) + O_2(a^1\Delta) \rightarrow O_2(b^1\Sigma) + O_2(X^3\Sigma). \quad (1)$$

Реакция тушения:

$$O_2(b) + H_2O \rightarrow O_2(a)(O_2(X)) + H_2O. \quad (2)$$

Резонансные обмены колебательными квантами между молекулами кислорода:

$$O_2(b,\upsilon=1) + O_2(X,\upsilon=0) \leftrightarrow O_2(b,\upsilon=0) + O_2(X,\upsilon=1), \quad (3)$$

$$O_2(b,\upsilon=1) + O_2(a,\upsilon=0) \leftrightarrow O_2(b,\upsilon=0) + O_2(a,\upsilon=1), \quad (4)$$

$$O_2(a,\upsilon=1) + O_2(X,\upsilon=0) \leftrightarrow O_2(a,\upsilon=0) + O_2(X,\upsilon=1), \quad (5)$$

$$O_2(X,\upsilon=1) + O_2(X,\upsilon=0) \leftrightarrow O_2(X,\upsilon=0) + O_2(X,\upsilon=1). \quad (6)$$

Вследствие того, что энергии колебательного возбуждения кислорода и воды практически совпадают, между ними происходит реакция резонансного обмена энергией колебательного возбуждения:

$$H_2O(\upsilon=1) + O_2(\upsilon=0) \leftrightarrow H_2O(\upsilon=0) + O_2(\upsilon=1). \quad (7)$$

Колебательная релаксация:

$$O_2(\upsilon=1) + M \rightarrow O_2(\upsilon=0) + M, \quad (8)$$

$$O_2(\upsilon=1) + \text{стенка} \rightarrow O_2(\upsilon=0) + \text{стенка}, \quad (9)$$

$$H_2O(\upsilon=1) + M \rightarrow H_2O\ (\upsilon=0) + M, \quad (10)$$

$$H_2O\ (\upsilon=1) + \text{стенка} \rightarrow H_2O\ (\upsilon=0) + \text{стенка}. \quad (11)$$

Таблица 1

Значения констант реакций [6]

№ реакции	Значение константы
(1)	k_1=4,2·10^{-17} см^3/с
(2)	k_2=6,7·10^{-12} см^3/с
(3)	k_3=2,6·10^{-11} см^3/с
(5)	k_5=5,6·10^{-10} см^3/с
(6)	k_6=2·10^{-13} см^3/с
(7)	k_7=6,67·10^{-13} см^3/с
(8)	k_{8O}=10^{-17} см^3/с (M=O_2)
(10)	k_{10W}=5·10^{-11} см^3/с (M=H_2O)

На эксперименте было показано, что концентрация молекул O_2 в колебательно возбужденных состояниях много меньше общей концентрации молекул. Учитывая это, можно заключить, что концентрация молекул в основном колебательном состоянии практически равна общей концентрации и меняется слабо.

Как видно из таблицы 1, константа реакции (2) много больше константы реакции (1). Образованные в ходе реакции (1) молекулы O_2(b) будут очень быстро переходить в основное состояние O_2(X). Это позволяет исключить реакцию (2) из детального рассмотрения. Концентрация молекул $O_2(^1\Sigma)$ находится из уравнения баланса скоростей их образования в реакции (1) и гибели в реакции (2): $k_1 c_a^{\,2} \approx k_2 c_w c_b$. Из этого уравнения может быть получена оценка концентрации паров воды:

$$c_W \approx \frac{k_1 c_a^{\,2}}{k_2 c_b}, \quad (12)$$

где c_W – концентрация паров воды, см$^{-3}$; c_a – концентрация молекул O_2(a), см$^{-3}$; c_b – концентрация молекул O_2(b) , см$^{-3}$.

Скорости реакций (3)-(6) значительно превосходят скорости остальных реакций. Поэтому концентрации молекул кислорода $O_2(^1\Delta, \upsilon=1)$, $O_2(^1\Sigma, \upsilon=1)$, $O_2(^3\Sigma, \upsilon=1)$ соотносятся между собой согласно равновесию реакций (3)-(6) [8]. Это позволит нам рассматривать суммарную концентрацию колебательно возбужденных молекул кислорода, не проводя различие между электронными энергетическими уровнями.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ

Задача кинетики образования и релаксации колебательно возбужденных молекул кислорода решалась несколькими способами: путем расчета двумерной модели в пакете COMSOL Multiphysics, в одномерном приближении путем решения системы дифференциальных уравнений, а также в одномерном стационарном приближении. Каждым методом было получено несколько зависимостей относительной концентрации O_2(b, υ=1) от фракции паров воды F_w при различных значениях числа колебательных квантов, образующихся в реакции (1). Число колебательных квантов, дающее наилучшее схождение (в смысле среднеквадратичного отклонения) с экспериментальными данными принималось за искомое. В результате в двумерном приближении было получено число колебательных квантов $n_1 \approx 0{,}15$, в одномерном приближении – $n_2 \approx 0{,}1$ и в одномерном стационарном приближении – $n_3 \approx 0{,}05$. На рисунке 1 ниже показано сравнение зависимостей относительной концентрации O_2(b, υ=1) от фракции паров воды F_w, полученных при этих значениях с экспериментальными данными.

Среди всех этих значений числа колебательных квантов наиболее достоверным, очевидно, является значение $n_1 \approx 0{,}15$, полученное при помощи двумерного приближения, т.к. оно наилучшим образом описывает эксперимент. В частности, в одномерном приближении не были учтены процессы тепловыделения, а стационарное приближение, как оказалось впоследствии, в данном случае вообще неприменимо, поскольку в точке наблюдения установление потока не происходит. Если считать, что в реакции (1) образуются только колебательно возбужденные молекулы $O_2(^1\Sigma, \upsilon=1)$ верхняя оценка вероятности их образования $p_1 < 0{,}15$, а если образуются только молекулы $O_2(^1\Sigma, \upsilon=2)$ получим верхнюю оценку вероятности $p_2 < 0{,}075$.

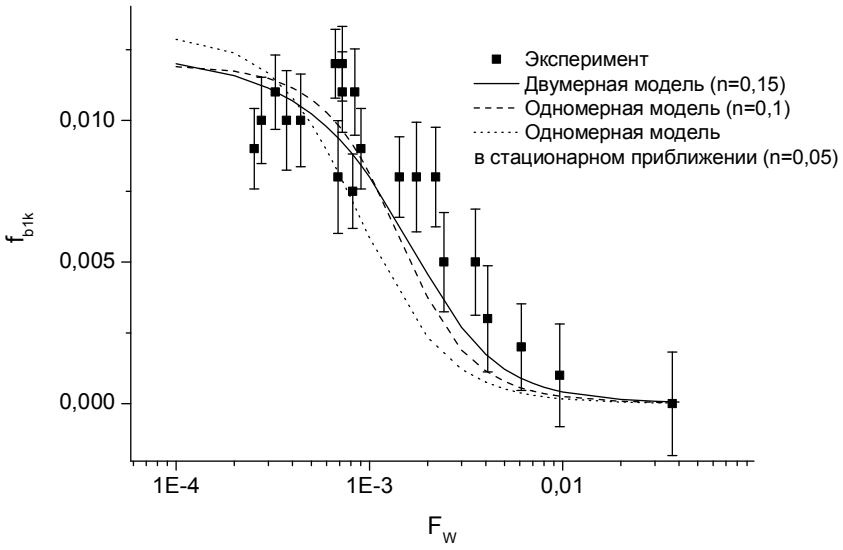


Рис. 1. Зависимости, вычисленные различными методами

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате анализа экспериментов и их численного моделирования получено, что максимальная оценка вероятности p_1=0,15 и p_2=0,075. Последнее значение почти в 10 раз меньше, чем в работе [4]. Тем не менее и эти значения p_1 и p_2 существенно больше по сравнению с оценкой, что предсказывает принцип Франка-Кондона из квантовой механики. Однако, следует заметить, что разброс в значениях констант реакций, использованных в данной работе, довольно велик и имеются сильные разногласия по поводу их точного значения. И наконец, не стоит забывать, что мы получили лишь максимальную оценку вероятности. Тем не менее, можно показать на основе результатов работы [8], что при значении n=0,15 концентрация молекул $O_2(^1\Delta, v=2)$ на выходе генератора синглетного кислорода будет настолько мала, что этим нельзя объяснить наблюдаемую скорость диссоциации молекул йода в активной среде кислородно-йодного лазера [2].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Huestis, D.L. Vibrational Energy Transfer and Relaxation in O_2 and H_2O // J. Phys. Chem. A. 2006. Т. 110. С. 6638-6642.

2. Азязов В.Н., Антонов И.О., Пичугин С.Ю., Уфимцев Н.И. Влияние колебательно-возбужденных молекул $O_2(a^1\Delta_g)$ на характеристики активной среды кислородно-йодного лазера // Квантовая электроника. 2004. Т. 34, № 12. С. 1116-1120.

3. Derwent, R.G., Thrush, B.A. Measurements on $O_2{}^1\Delta_g$ and $O_2{}^1\Sigma^+{}_g$ in Discharge Flow Systems // Trans. Far. Soc. 1971. Т. 67. С. 2036-2043.

4. Schurath, U. The energy pooling reaction $2O_2(^1\Delta_g) \rightarrow O_2(^3\Sigma_g^-) + O_2(^1\Sigma_g^+)$; Formation, relaxation, and quenching of vibrationally excited $O_2(^1\Sigma_g^+)$ // Journal of Photochemistry. 1975. № 4. С. 215-226.

5. Азязов В.Н., Николаев В.Д., Свистун М.И., Уфимцев Н.И. Люминесценция димоля кислорода на выходе химического генератора синглетного кислорода // Квантовая электроника. 1999. Т. 28, № 3. С. 212-216.

6. Загидуллин М.В. Неравновесное распределение колебательной энергии молекул $O_2(^1\Sigma)$ в потоке газа $O_2(^1\Delta)$-O_2-H_2O на выходе химического генератора синглетного кислорода // Квантовая электроника. 2010. Т. 40, № 9. С. 794-799.

7. Зырянов С.М., Лопаев Д.В. Измерение газовой температуры в плазме кислорода с помощью спектроскопии перехода $O_2(b^1\Sigma_g^+) \rightarrow O_2(X^3\Sigma_g^-)$ // Физика плазмы. 2007. Т. 33, № 5. С. 1-12.

8. Azyazov V.N., Pichyugin S.Yu., Safonov V.S., Ufimtsev N.I. Distribution of O_2 molecules over vibrational levels at the output of a singlet-oxygen generator // Quantum Electronics. 2001. Т. 31, № 9. С. 794-798.

ТРЕХЭЛЕКТРОДНЫЙ ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКИЙ ДЕФЛЕКТОР ГРАДИЕНТНОГО ТИПА С ЛИНЕЙНЫМ РАСПРЕДЕЛЕНИЕМ УПРАВЛЯЮЩЕГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ

О.Г. Бабаев, В.Д. Паранин

Самарский государственный аэрокосмический университет им. ак. С.П.Королёва (национальный исследовательский университет)
orbaev@yandex.ru

АННОТАЦИЯ

В работе представлена конструкция градиентного оптического дефлектора, особенностью которой является использование линейного распределения электрического поля. В рамках параксиального приближения предлагается математическая модель дефлектора, приводятся расчеты углового и координатного смещения светового пучка. Сделаны выводы практического характера относительно повышения углов отклонения дефлектора.

1. ВВЕДЕНИЕ

Электрооптические дефлекторы (ЭД) – элементы, обеспечивающие непрерывное или дискретное отклонение светового пучка. Дополнительно ЭД выполняют функции оптических модуляторов и коммутаторов, применяются в устройствах лазерной локации, системах литографии. К настоящему времени разработаны ЭД различных типов: поляризационные, дифракционные, интерференционные [1], градиентные и др. Основные усилия разработчиков направлены на снижение управляющих электрических напряжений и мощностей, увеличение предельных углов отклонения светового пучка [2]. В настоящей работе предлагается конструкция и математическое описание электрооптического дефлектора градиентного типа.

Особенностью рассматриваемого дефлектора является использование тонкой протяженной пластины электрооптического кристалла в сочетании с планарными или прижимными электродами, нанесенными на верхнюю и нижнюю стороны, формирующими линейное распределение управляющего электрического поля. Использование тонкой протяженной пластины по-

зволяет увеличить оптический путь в области наведенной оптической анизотропии и существенно снизить управляющие напряжения.

2. КОНСТРУКЦИЯ ДЕФЛЕКТОРА

Устройство работает следующим образом. Параллельный световой пучок источника излучения 6 вводится в электрооптический кристалл 2, торцы которого полированы. Кристалл закреплен на подложке 1, выполненной из проводящего материала. На поверхность кристалла нанесены управляющие электроды 3, между которыми сформировано однородное высокоомное покрытие 4. Электроды и покрытие изолированы от окружающей среды защитным покрытием 5. При подаче различных потенциалов U_1, U_2, U_3 на управляющие электроды и проводящую подложку в кристалле формируется постоянный градиент напряженности поперечного электрического поля E_z вдоль оси координат x. Данное поле обуславливает линейное изменение показателя преломления в направлении перпендикулярном направлению распространения светового пучка, что вызывает его отклонение. Конструкция предлагаемого дефлектора проходящего и отражающего типов приведена на рисунке 1.

Направление и величина отклонения луча, поданного на вход дефлектора, зависит от распределения управляющих потенциалов U_1, U_2 на соответствующих электродах. При отсутствии напряжений на электродах, луч света распространяется прямолинейно. Конструкция проходящего дефлектора отличается от отражающего тем, что все приемники излучения 7 расположены на противоположной относительно излучателя стороне дефлектора. В отражающем дефлекторе [3] используется зеркальное покрытие 8, поэтому на противоположной стороне кристалла расположен только один приемник излучения. Конструкция такого типа позволяет увеличить в два раза координатное смещение луча при тех же значениях напряжений, т.е. обладает в два раза большей чувствительностью к управляющему напряжению.

2. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ДЕФЛЕКТОРА

Формула, описывающая распределение электрического напряжения между проводящей подложкой и верхней стороной кристалла, имеет вид:

$$U(x) = (U_1 - U_3) + (U_1 - U_2)\frac{x}{a}, \qquad (1)$$

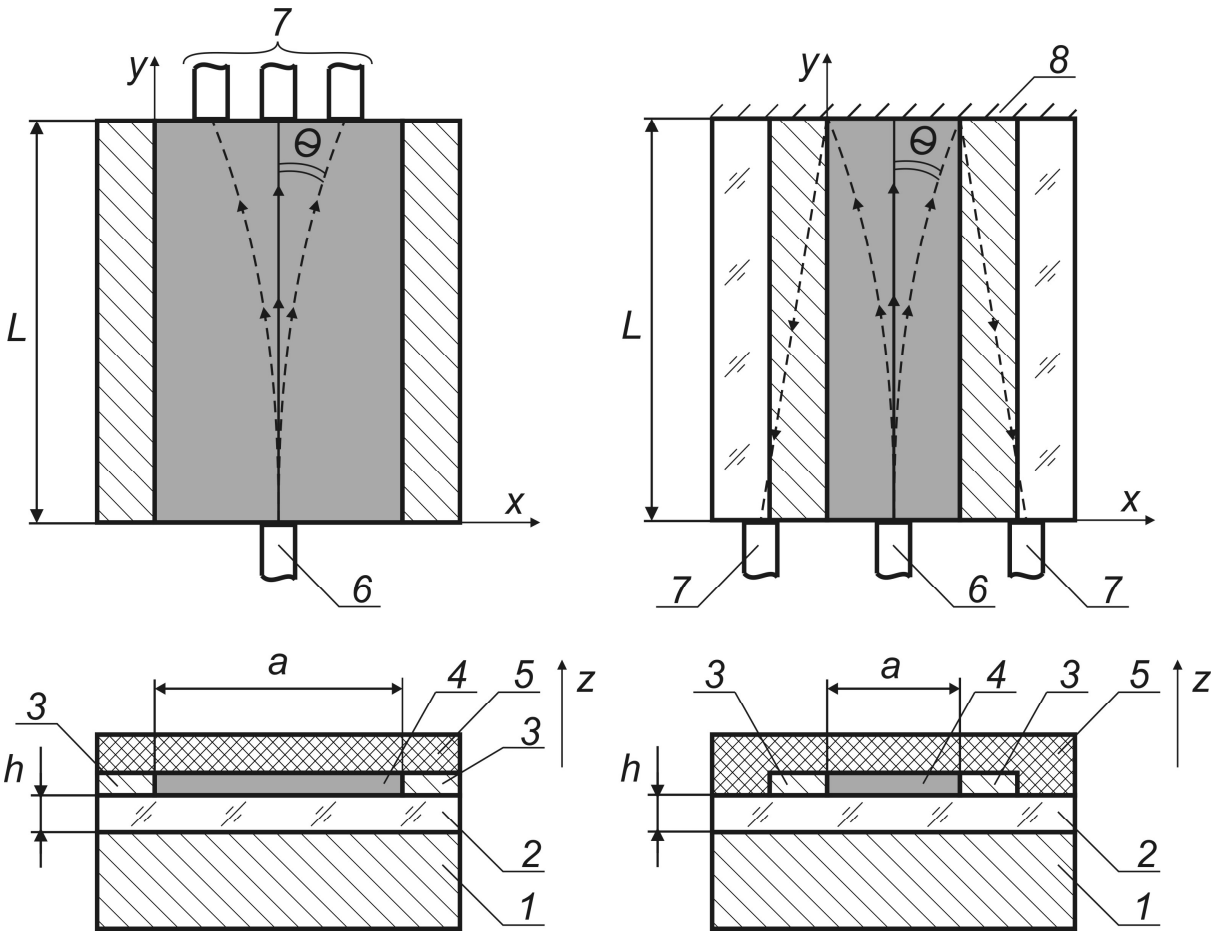


Рисунок 1 - Конструкция электрооптического дефлектора, где 1 - проводящая подложка, 2 - электрооптический кристалл, 3 – электроды, 4 - высокоомное покрытие, 5 - защитное покрытие, 6 - источник излучения, 7 - приемник излучения, 8 - зеркальное покрытие

где U_1 – напряжение на левом верхнем электроде, U_2 – напряжение на правом верхнем электроде, U_3 – напряжение на проводящей подложке.

Полагая $U_1=U_3=0$ и совмещая правый край левого верхнего электрода с началом координат оси x, получим выражения для распределения потенциала U(x) и напряженности электрического поля $E_z(x)$:

$$U(x)=\frac{U_2 x}{a}, \tag{2}$$

$$E_z(x)=\frac{U_2 x}{ah}, \tag{3}$$

где a – ширина межэлектродного пространства, м; h – толщина электрооптического кристалла, м.

Проведенный анализ свойств электрооптических кристаллов показал, что эффективное отклонение с использованием поля $E_z(x)$ реализуется в

орторомбическом классе кристаллов 2mm, тригональном 3, 3m, тетрагональном классе 4, 4mm, гексагональном 6, 6mm. При этом предпочтительнее использовать z-поляризацию световой волны, поскольку ее электрооптический коэффициент r_{33} превосходит коэффициенты r_{13}, r_{23} для волн x- и y-поляризаций [4]. Показатель преломления z-поляризованной волны для x-срезов указанных кристаллов равен:

$$n_z(x) = \frac{n_e}{\sqrt{1 + r_{33}E_z(x)}} \approx n_e - \frac{1}{2}n_e^3 r_{33}E_z(x),$$

т.к. выполняется условие:

$$r_{33}E_z(x) << 1, \tag{4}$$

где n_e – необыкновенный показатель преломления, r_{33} – электрооптический коэффициент.

Тогда угол отклонения в конструкции дефлектора, работающего в проходящем свете, равен:

$$\Theta_{пр} = -\frac{L}{n_e}\frac{dn_z(x)}{dx} = \frac{n_e^2 r_{33}U_2 L}{2ah}, \tag{5}$$

где L – длина электрооптического кристалла, м.

Величина текущего линейного смещения луча на выходе дефлектора, м:

$$\Delta x_{см} = \int_0^y \Theta_{пр}dy = \frac{r_{33}n_e^2 U_2 L_2}{4ah}. \tag{6}$$

Максимальное линейное смещение луча $\Delta x_{см}$ не должно превосходить половины расстояния между верхними электродами:

$$\Delta x_{см} \le \frac{a}{2}, \tag{7}$$

или

$$a \ge L\sqrt{\frac{r_{33}n_e^2 U_2}{2h}}. \tag{8}$$

Если значение *a* сделать меньше указанной в (8) величины, то луч выйдет за пределы межэлектродного промежутка и часть длины электродов окажется нерабочей.

Величина данного градиента в межэлектродном промежутке *a* является постоянной. Наличие градиента электрического поля обуславливает возникновение постоянного градиента показателя преломления в нем. Та-

ким образом, осуществляется отклонение светового пучка и его направление в один из приемников излучения. Следует отметить, что конструкция дефлектора может работать в отраженном свете, что повышает координатное смещение светового пучка. Это достигается нанесением зеркального покрытия на один из полированных торцов электрооптического кристалла.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ ПАРАМЕТРОВ ДЕФЛЕКТОРА

Для проведения моделирования были выбраны следующие конструктивные параметры: электрооптический кристаллы ниобата лития $LiNbO_3$, $Ba_{0,5}Sr_{0,5}Nb_2O_6$, $BaTiO_3$ [5, 6] длиной 1 см, толщиной h=50 мкм, величины управляющих потенциалов – до 100 В, зазор a между верхними электродами – 0,3 мм.

На рисунке 2 приведена зависимость угла отклонения оптического луча от длины кристалла. Зависимость носит линейный характер. Как видно из графика наибольшим угловым отклонением обладает $Ba_{0,5}Sr_{0,5}Nb_2O_6$. При использовании $Ba_{0,5}Sr_{0,5}Nb_2O_6$ в качестве электрооптического материала достижим угол в 0,013 град при длине кристалла L=1 см. Для $BaTiO_3$ – 0,006 град, для $LiNbO_3$ – 0,0015 град при той же длине кристалла. В таблице 1 приведены расчетные значения чувствительности для данных материалов. Таким образом проходящая конструкция представленного дефлектора позволяет обеспечить чувствительность в 0,000015 град/В в случае использования $LiNbO_3$ в качестве материала электрооптического кристалла.

Таблица 1

Чувствительность электрооптических материалов при L=1 см

Электрооптический материал	Чувствительность, град/В
$Ba_{0,5}Sr_{0,5}Nb_2O_6$	0,00012
$BaTiO_3$	0,00006
$LiNbO_3$	0,000015

На рисунке 2 приведена зависимость координатного смещения оптического луча от длины кристалла для тех же материалов.

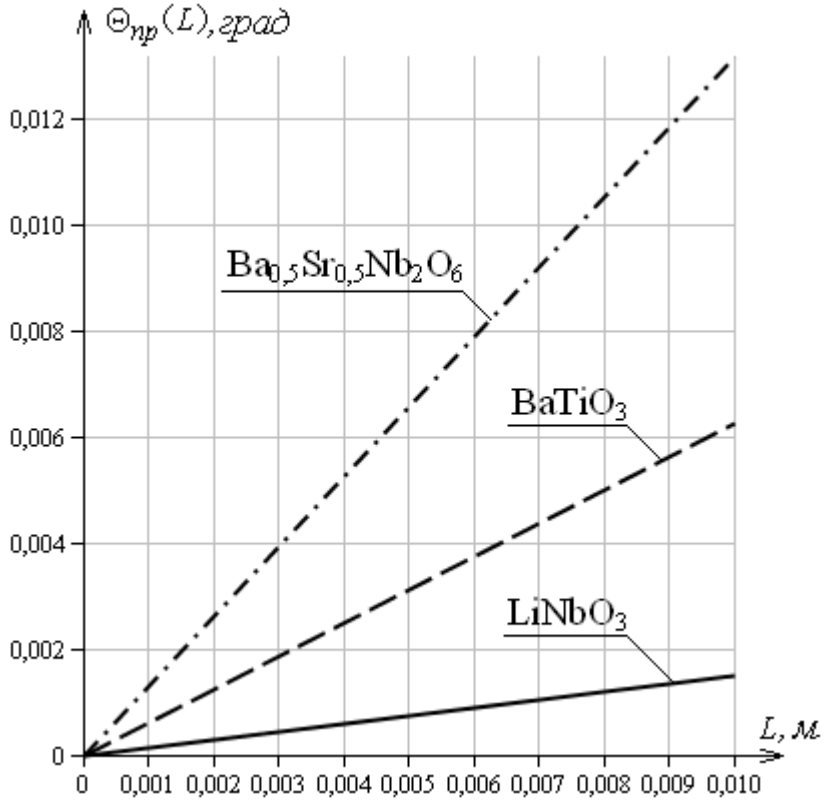


Рис. 2. Зависимость угла отклонения луча от длины кристалла при U1=U3=0В, U2=100В

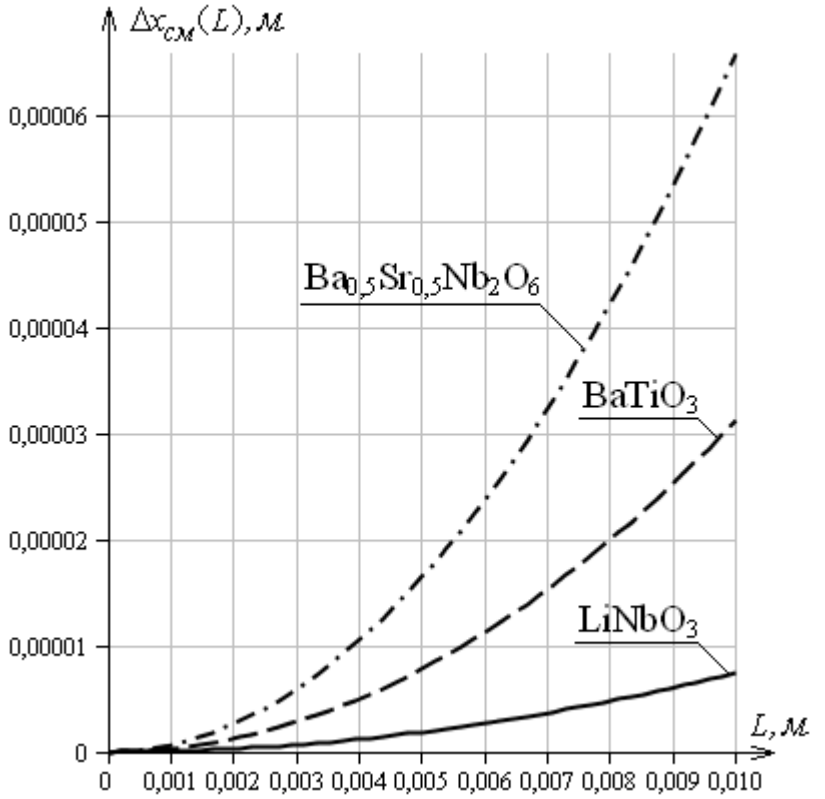


Рис. 3. Зависимость координатного смещения луча от длины кристалла при U1=U3=0В, U2=100В

Данная зависимость носит линейный характер. Наибольшее координатное смещение луча характерно для ниобата бария стронция $Ba_{0,5}Sr_{0,5}Nb_2O_6$, поскольку его электрооптический коэффициент r_{33} максимален среди выбранных кристаллов. При использовании $Ba_{0,5}Sr_{0,5}Nb_2O_6$ достижимо координатное смещение в 0,065 мм при длине кристалла 1 см, для $BaTiO_3$ – 0,03 мм; для $LiNbO_3$ – 0,01 мм при той же длине кристалла. Вместе с тем, применение ниобата бария стронция ограничено его высокой стоимостью и низкой температурой Кюри (50-60 $^{\circ}$C) [6]. Для титаната бария характерно довольно большое оптическое поглощение, равное 0,11см$^{-1}$ на длине волны 633нм [7], что приводит к значительным потерям оптического сигнала, особенно, в отражающей или многоходовой конструкции.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Из результатов моделирования следует, что при управляющих напряжениях до 100 В и длине электрооптического кристалла 1 см координатное смещение в ниобате лития составляет десятки микрометров. Данное смещение весьма невелико для волоконно-оптических систем с диаметром сердцевины волокна 125 мкм. Для его увеличения следует уменьшать толщину электрооптического материала или применять более эффективные электрооптические среды. Однако это связано с технологическими сложностями, например, явлением выгиба тонких электрооптических пластин, увеличением их хрупкости, необходимостью прецизионного сошлифовывания электрооптических пластин, значительной стоимостью материалов. В этой связи привлекательны, например, электрооптические полимеры, наносящиеся жидкостным распылением или центрифугированием в виде слоев толщиной в единицы - десятки микрометров, обладающие большими электрооптическими коэффициентами в десятки – сотни пм/В, хорошей пробивной прочностью в единицы – десятки В/мкм. Важным этапом создания макетного образца дефлектора также является формирование тонких слаборасходящихся световых пучков на входе конструкции.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Патент 4,930,853 США МПК^5 G02B 6/10, Electrooptic deflector / Grego G.; заявитель и патентообладатель - Centro Studi E Laboratori Telecomunicazioni S.P.A.; заявл. 05.06.1990. опубл. 24.07.1989.

2. Патент 6,449,084 B1 США МПК[7] G02F 1/29, Optical deflector /Yanping G.; заявитель и патентообладатель - Yanping G.; заявл. 09.05.2000 опубл. 10.09.2002.

3. Конойко А.И., Федоринчик М.П. Физические основы построения устройств оптической обработки сигналов. Мн.: БГУИР, 2007, С. 72.

4. Ярив А., Юх П. Оптические волны в кристаллах. М.: Мир, 1987, С. 616.

5. Сонин А.С., Василевская А.С. Электрооптические кристаллы. М.: Атомиздат, 1971, С. 327.

6. Кузьминов Ю.С. Сегнетоэлектрические кристаллы для управления лазерным излучением, 1982, С. 400.

7. Гурзадян Г.Г. Нелинейно-оптические кристаллы. Свойства и применение в квантовой электронике. М.: Радио и связь, 1991, С. 160.

ПРИМЕНЕНИЕ НАНОФОТОСЕНСИБИЛИЗАТОРА ФТАЛОЦИАНИНА АЛЮМИНИЯ В БИОМЕДИЦИНЕ

В.И. Макаров, С.Ю. Васильченко, В.Б. Лощенов

Учреждение Российской академии наук Институт Общей Физики им. А.М. Прохорова РАН
vi.makarov@physics.msu.ru

1. ВВЕДЕНИЕ

Флюоресцентная диагностика и фотодинамическая терапия с применением фотосесибилизаторов в молекулярной форме широко используется для диагностики и лечения различных заболеваний. Эти подходы уже показали свою высокую эффективность. Необходимо 3 компонента: фотосесибилизатор, кислород и свет для фототоксической реакции с продуцированием синглетного кислорода. MePc, особенно AlPc, являются одним из основных видов фотосесибилизаторов, используемых для флюоресцентной диагностики и фотодинамической терапии. Однако аппликационное применение молекулярных фталоцианинов имеет принципиальный недостаток, связанный с однородным, неселективным прокрашиванием как патологически измененной, так и окружающей здоровой биоткани. В результате процедуры, направленные на выявление участков поражения и определения степени тяжести патологического процесса методами флюоресцентной диагностики, становятся невозможными, более того, последующее облучение в рамках терапии индуцирует фотохимические процессы и в окружающей здоровой ткани, что крайне нежелательно.

Использование MePc в форме наночастиц позволяет устранить недостатки применения молекулярной формы, сохранив при этом все положительные возможности данного подхода. Также качественным отличием применения фотосесибилизаторов в виде наночастиц является возможность разработки принципиально новых терапевтических подходов, основанных на медленной, в течение нескольких дней, активации наночастиц MePc при их аппликации на пораженный участок биоткани и индуцирования фотохимической реакции за счет применения низкоинтенсивных портативных светодиодных источников излучения в красном диапазоне спектра, что позволит существенно упростить терапевтические процедуры.

2. ФОТОСЕНСИБИЛИЗАТОРЫ В НАНОФОРМЕ

Исследования, описанные в работах [1-2], выявили высокую эффективность применения наноформы AlPc в трансплантологии – для оценки жизнеспособности аутотрансплантатов кожи и улучшения качества их приживления, и в стоматологии – для диагностики микроповреждений эмали зуба. Наночастицы AlPc не флюоресцируют и не фотоактивны, однако при нанесении на биологическую ткань с элементами воспаления (или эмаль зуба с микротрещинами) отмечается появление флюоресценции и фотоактивность в зоне патологического процесса. При этом интенсивность флюоресценции связана как с особенностями патологического процесса (степень тяжести воспаления и др.), так и с физико-химическими характеристиками самих частиц (главным образом, размером).

2.1. Оптико-спектральные исследования образцов

Так как интенсивность процесса активации наночастиц AlPc в биотканях в сильной степени зависит от размеров используемых частиц, то на первом этапе разработана методика получения коллоидных растворов наночастиц AlPc различного размера.

В качестве исходных образцов для исследования были взяты крупнодисперсные кристаллы AlPc. Они вносились в физиологический раствор до получения концентрации 100 мг/л. Полученную суспензию подвергали ультразвуковой диспергации с использованием ультразвукового гомогенизатора с частотой 20 кГц и амплитудой колебаний 165 μм. Длительность диспергации составляла 1-20 минут (Рис.1.).

Из графика (Рис. 1**.**) видно, что с увеличением длительности диспергации средний гидродинамический радиус наночастиц стабильно уменьшается в течение 10 минут до 200 нм, а затем кривая выходит на плато. Анализируя спектры флюоресценции удалось выяснить, что интенсивность флюоресценции исходной суспензии AlPc и полученных наночастиц значительно ниже интенсивности аутофлюоресценции здоровой кожи руки.

Для выделения мелкоразмерных фракций осуществлялось посредством центрифугирования полученных растворов. В итоге из коллоида наночастиц AlPc со средним гидродинамическим радиусом 180 нм удалось выделить фракцию наночастиц с гидродинамическим радиусом до 30 нм.

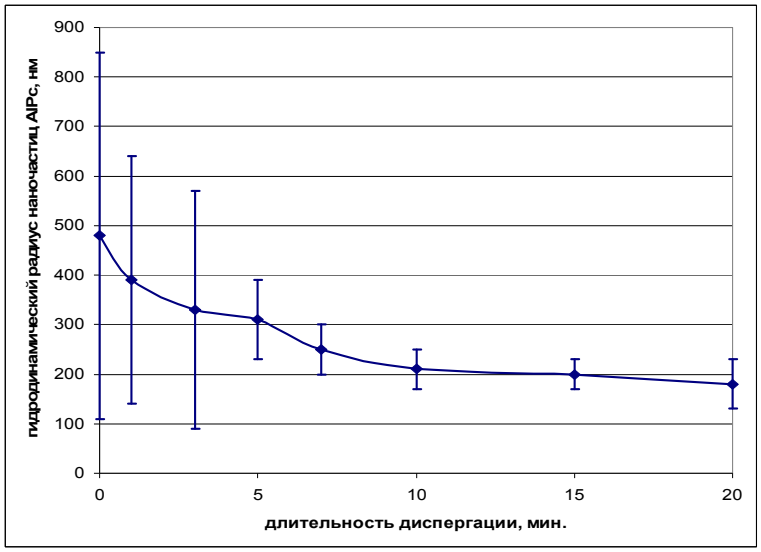


Рис. 1. Зависимость гидродинамического радиуса наночастиц AlPc от длительности ультразвукового воздействия

При центрифугировании сильно изменяется концентрация наночастиц в коллоиде. Оптическая плотность среды зависит от концентрации коллоида как:

$$D^* = C\varepsilon^* l,$$

где D^* – приведенная оптическая плотность, C – концентрация, ε* – приведенная экстинкция, l – толщина поглощающего вещества.

2.2. Оптико-спектральное исследование механизмов активации наночастиц фталоцианина алюминия.

Возможны 2 механизма, объясняющие появление флюоресценции и фотоактивности наночастиц AlPc под действием специфического биологического окружения в патологической зоне: растворение наночастиц, вследствие чего образуются флюоресцирующие и фотоактивные мономолекулы, или переход поверхностных молекул наночастиц фталоцианина из параположения в ортоположение.

С целью выяснения механизма было проведено исследование оптико-спектральных характеристик коллоида наночастиц AlPc при добавлении диметилсульфоксида (ДМСО), химического соединения с формулой — $(CH_3)_2SO$.

ДМСО добавлялся в коллоид наночастиц AlPc с концентрацией 100мг/л в отношении 3:1. Через 2 часа измерялись спектры поглощения и флюоресценции (Рис. 3-4). Как видно из представленных графиков, колло-

ид наночастиц AlPc начинает флюоресцировать при добавлении ДМСО, также в его спектре поглощения появляется пик, характерный для мономолекулярной формы AlPc.

Для проверки адекватности метода активации наночастиц посредством добавления ДМСО также были измерены спектры флюоресценции с кожи руки человека через 2 часа после аппликации наночастиц AlPc (рис. 4.). Как видно из графика, не происходит ни существенного смещения пика флюоресценции, ни изменения формы спектра, что говорит о том, что предложенный способ достаточно хорошо имитирует поведение наночастиц AlPc в биотканях.

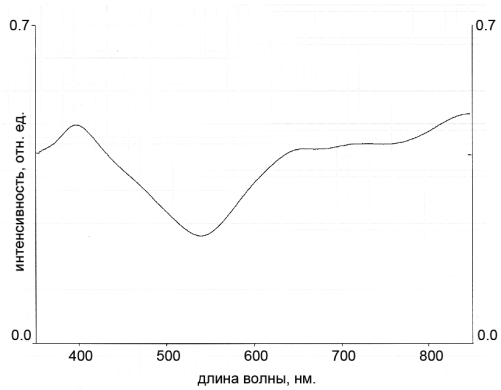


Рис. 2. Спектры поглощения для коллоида наночастиц AlPc без ДМСО.

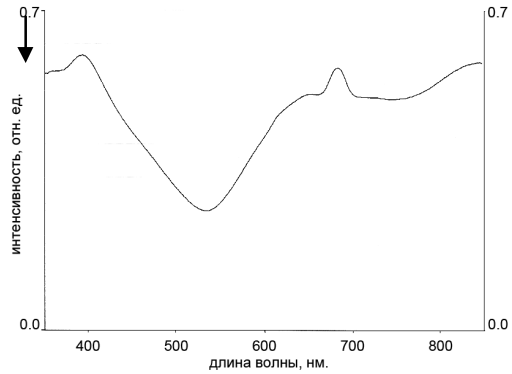


Рис. 3. Спектры поглощения для коллоида наночастиц AlPc через 2 часа после добавления ДМСО.

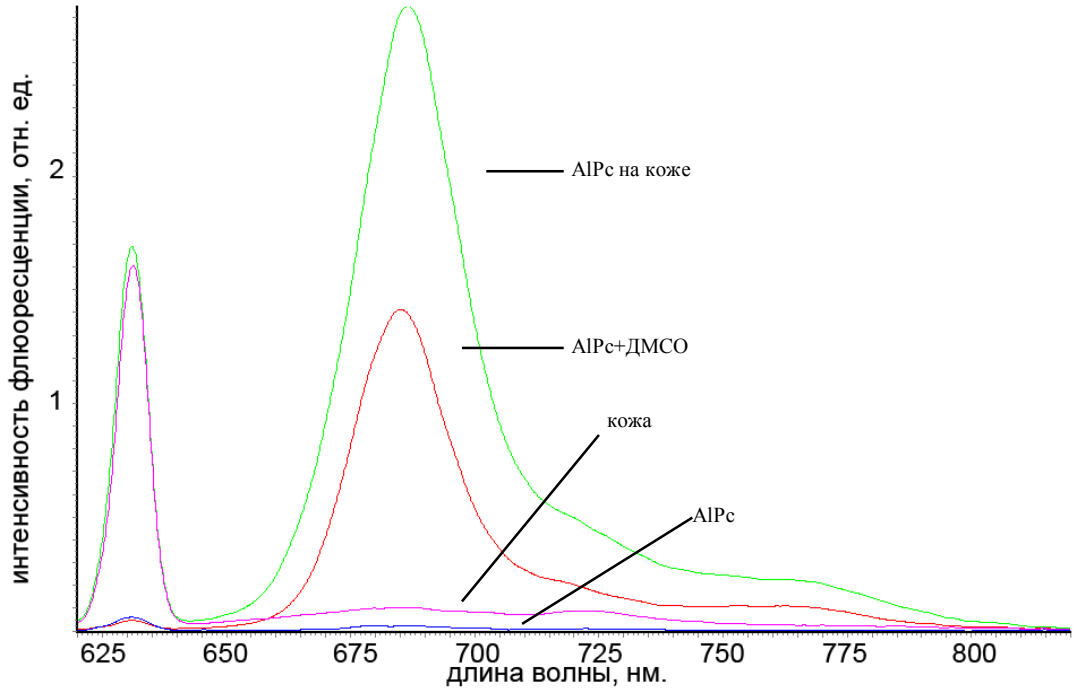


Рис. 4. Флюоресценция AlPc с добавлением ДМСО и без ДМСО. Также представлены спектры флюоресценции, измеренные на коже руки до и после 2-х часовой аппликации наночастиц AlPc

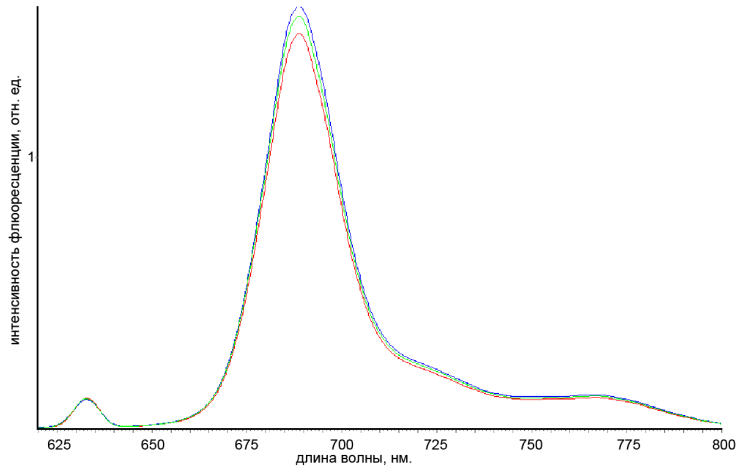


Рис. 5. Флюоресценция AlPc с добавлением ДМСО в различных участках кюветы (верхняя часть, середина, нижняя часть) до центрифугирования

Затем полученные растворы подвергали центрифугированию на скорости 15G в течении 10 мин. При таком режиме все наночастицы оседают на дно кюветы. В тоже время центрифугирование практически не влияет на распределение молекул AlPc по высоте кюветы. Далее измерялись спектры флюоресценции коллоида в различных участках кюветы (верхняя часть, середина, нижняя часть). Ни интенсивность флюоресценции, ни по-

ложение пика флюоресценции коллоида AlPc с ДМСО после центрифугирования не зависят от точки измерения по высоте и идентичны интенсивности и положению пика, полученным до центрифугирования (Рис.6-7).

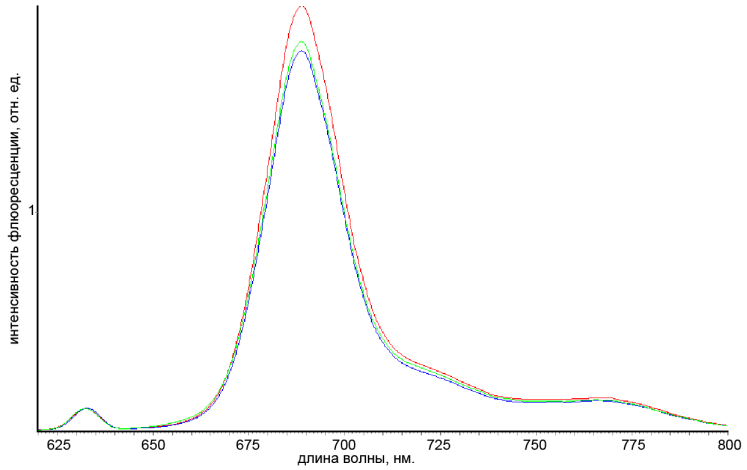


Рис. 6. Флюоресценция AlPc с добавлением ДМСО в различных участках кюветы (верхняя часть, середина, нижняя часть) после центрифугирования

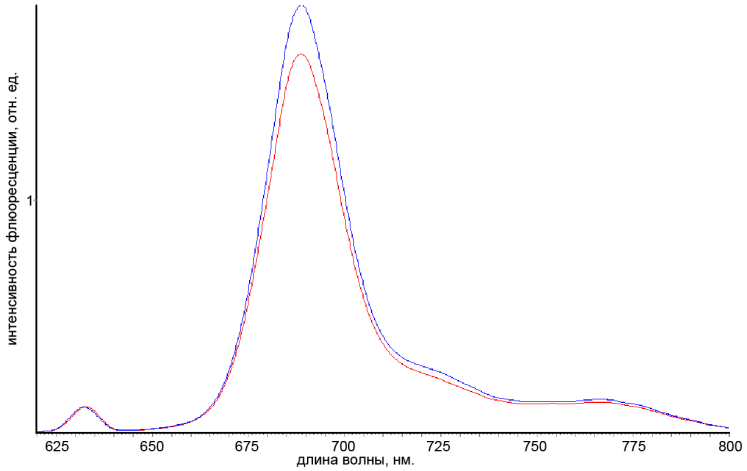


Рис. 7. Спектры флюоресценции наночастиц AlPc с добавлением ДМСО до и после центрифугирования

3.ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе исследованы методы получения наночастиц определенных размеров. Проведены исследования оптико-спектральных характеристик полученных образцов при различных концентрациях и размерах. А также показано, что основным механизмом активации наночастиц AlPc при взаимодействии с биологическими тканями является именно отделение мономолекул под действием специфического биологического окружения, а не переход поверхностых молекул из параположения в ортоположение.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Синяева М.Л. Использование наночастиц фталоцианина алюминия-ядля детектирования микроповреждений эмали зубов. 2007.

2. Vasilchenko S. Y. Application of aluminum phthalocyanine nanoparticles for fluorescent diagnostics in dentistry and skin autotransplantology. 2010.

3. Loschenov V.B., Konov V.I. Prokhorov A.M. Laser Phys., **10 (6)**, 1188–1207 (2000).

4. Allison R.R., Downie G.H., Cuenca R., Hu X.-H., Childs C.J.H., Sibata C.H. Photodiagnosis Photodyn. Ther., **1**, 27-42 (2004).

5. Christian Nitschke, Sean M. O'Flaherty. Optical properties of zinc phthalocyanine nanoparticle dispersions // Chemical Physics Letters, Received 21 October 2003.

6. Sinyaeva M. L., Mamedov Ad. A., Vasilchenko S. Yu., Volkova A. I., Loschenov V.B. // Laser Phys. 14(8), 1132–1140 (2004).

7. Loschenov V.B., Stratonnikov A.A., Volkova A.I., Prokhorov A.M. // Ross. Chem. Zh. XLII(5), 50–53 (1998).

ДИНАМИКА АТОМНОГО ПЕРЕПУТЫВАНИЯ В МОДЕЛЯХ С ДВУХФОТОННЫМИ ПЕРЕХОДАМИ

Д.В. Литвинова, Ю.А. Никифорова

Самарский государственный университет
malek-90@mail.ru

АННОТАЦИЯ

Исследовано влияние диполь-дипольного взаимодействия на перепутывание состояний двух атомов в различных начальных перепутанных белловских состояниях в модели Тависа-Каммингса с невырожденными двухфотонными рамановскими переходами. Найдено, что степень перепутывания между атомами может заметно увеличиваться благодаря диполь-дипольному взаимодействию между атомами.

1. ВВЕДЕНИЕ

Как хорошо известно, любые технологии в современной квантовой информатике базируются на перепутанных состояниях. Поэтому в настоящее время большое внимание уделяется исследованию различных схем генерации и механизмов сохранения перепутанных состояний [1]. Для практических целей квантовых вычислений пригодны лишь долгоживущие атомные перепутанные состояния. Долгоживущие атом-атомные перепутанные состояния наблюдались в последнее время в ряде экспериментов с ионами и атомами в магнитных и оптических ловушках [2]. Однако во многих случаях возникающие атомные перепутанные состояния оказываются нестабильными. В частности, в случае атомов, взаимодействующих с электромагнитным полем в высокодобротных резонаторах и ловушках, нестабильность атомных перепутанных состояний обусловлена осцилляциями Раби. Исчезновение квантовых корреляций между атомами за счет взаимодействия с окружением получило название мгновенной смерти перепутывания. В ряде недавних работ было показано, что эффект мгновенной смерти перепутывания можем быть ослаблен или полностью сведен на нет при включения диполь-дипольного взаимодействия для определенных атомных начальных состояний [3,4]. При этом в работе [3] исследована модель двух двухуровневых атомов с невырожденными двухфотонными

переходами, взаимодействующими с двухмодовым тепловым полем в идеальном резонаторе, а в работе [4] – двухатомная модель с однофотонными переходами. Физически диполь-дипольное взаимодействие можно увеличить, уменьшая относительное расстояние между атомами в резонаторе или ионами в магнитной ловушке Пауля. Преимущество такой схемы заключается в том, что относительное расстояние между атомами или ионами можно легко контролировать. В настоящее время в современных магнитных ловушках Пауля, охлажденные атомы могут быть заперты на расстояниях порядка длины волны излучения. В этом случае параметр диполь-дипольного взаимодействия становится сравнимым с константой диполь-фотонного взаимодействия. В связи с вышесказанным, представляет интерес продолжить исследования эффекта мгновенной смерти перепутывания в системах дипольно связанных атомов. В настоящей работе рассмотрено влияние диполь-дипольного взаимодействия на перепутывание атомных состояний в двухатомной модели с невырожденными двухфотонными переходами рамановского типа [5].

Рассмотрим два идентичных двухуровневых атома, резонансно взаимодействующих с двухмодовым квантовым электромагнитным полем в идеальном резонаторе посредством рамановских двухфотонных переходов, при наличии прямого диполь-дипольного взаимодействия между атомами. В представлении взаимодействия и приближении вращающейся волны гамильтониан такой модели можно представить в виде:

$$H_I = \hbar g \sum_{i=1}^{2} (a_1^+ a_2 R_i^- + R_i^+ a_1 a_2^+) + \hbar\Omega (R_1^+ R_2^- + R_2^+ R_1^-), \qquad (1)$$

где a_j^+ и a_j – операторы рождения и уничтожения фотонов j-ой резонаторной моды ($j = 1,2$, R_i^+ и R_i^- – повышающий и понижающий оператор в i-ом атоме ($i = 1,2$), g – константа взаимодействия атомов с полем и Ω – константа прямого диполь-дипольного взаимодействия атомов.

Обозначим через $|+\rangle$ и $|-\rangle$ – возбужденное и основное состояние двухуровневого атома. Тогда двухатомная волновая функция может быть представлена в виде комбинации волновых векторов вида $|\alpha,\beta\rangle = |\alpha\rangle|\beta\rangle$, где $\alpha,\beta = +,-$. Атом-полевая система в идеальном резонаторе обладает унитарной динамикой, которая в представлении взаимодействия описывается оператором эволюции вида $U_I(t) = \exp(-\imath H_I t/\hbar)$. Если система,

включающая атомы и поле, находится в начальный момент времени в чистом состоянии, то ее вектор состояния в любой момент времени в представлении взаимодействия может быть представлен в виде

$$|\Psi(t)\rangle = U_I(t)\,|\Psi(0)\rangle. \qquad (2)$$

В двухатомном базисе $|+,+\rangle,\ |+,-\rangle,\ |-,+\rangle,\ |-,-\rangle$ оператор эволюции $U_I(t)$ для рассматриваемой модели может быть записан как

$$U(t) = \begin{pmatrix} U_{11} & U_{12} & U_{13} & U_{14} \\ U_{21} & U_{22} & U_{23} & U_{24} \\ U_{31} & U_{32} & U_{33} & U_{34} \\ U_{41} & U_{42} & U_{43} & U_{44} \end{pmatrix}. \qquad (3)$$

Матричные элементы оператора эволюции в двухатомном базисе для рассматриваемой модели впервые найдены в нашей работе и могут быть представлены в виде

$$U_{11} = 1 + 2a_1 a_2^+ \frac{A}{\lambda} a_1^+ a_2 , U_{14} = 2a_1 a_2^+ \frac{A}{\lambda} a_1 a_2^+ ,$$

$$U_{44} = 1 + 2a_1^+ a_2 \frac{A}{\lambda} a_1 a_2^+ ,\ U_{41} = 2a_1^+ a_2 \frac{A}{\lambda} a_1^+ a_2 ,$$

$$U_{12} = U_{13} = a_1 a_2^+ \frac{B}{\Theta}, U_{21} = U_{31} = \frac{1}{\Theta} B a_1^+ a_2 ,$$

$$U_{24} = U_{34} = \frac{1}{\Theta} B a_1 a_2^+ , U_{42} = U_{43} = a_1^+ a_2 \frac{B}{\Theta},$$

$$U_{22} = U_{33} = \alpha \frac{\exp[-i\frac{\gamma}{2}(\alpha+\Theta)t]}{4\Theta} \{[1 - e^{i\gamma\ \Theta t}] + 2\Theta e^{i\frac{\gamma}{2}(3\alpha+\Theta)t} + \Theta[1 + e^{i\gamma\ \Theta t}]\},$$

$$U_{23} = U_{32} = \alpha \frac{\exp[-i\frac{\gamma}{2}(\alpha+\Theta)t]}{4\Theta} \{[1 - e^{i\gamma\ \Theta t}] - 2\Theta e^{i\frac{\gamma}{2}(3\alpha+\Theta)t} + \Theta[1 + e^{i\gamma\ \Theta t}]\},$$

где

$$\alpha = \Omega/\gamma ,\ \lambda = 2(a_1^+ a_2 a_1 a_2^+ + a_1 a_2^+ a_1^+ a_2) ,\ \Theta = \sqrt{8(a_1^+ a_2 a_1 a_2^+ + a_1 a_2^+ a_1^+ a_2) + \alpha^2} ,$$

$$A = e^{-i\frac{\gamma\alpha}{2}t} \left\{ Cos\left(\frac{\gamma\ \Theta}{2}t\right) + i\frac{\alpha}{\Theta} Sin\left(\frac{\gamma\ \Theta}{2}t\right) \right\}, \quad B = e^{-i\frac{\gamma}{2}(\alpha+\Theta)t} \left\{ 1 - e^{i\gamma\ \Theta t} \right\}$$

Предположим, что атом-полевая система приготовлена в начальный момент времени в перепутанном состоянии белловского типа

$$|\Psi(0)\rangle = [\sin\varphi\,|+,-\rangle + \cos\varphi\,|-,+\rangle]\,|1,0\rangle, \qquad (4)$$

где $|1,0\rangle$ – двухфотонное фоковское состояние резонаторного поля

Используя соотношения (2) – (4), можно представить временную волновую функцию системы в виде

$$|\Psi(t)\rangle = X_1(t)\,|+,-;1,0\rangle + X_2(t)\,|-,+;1,0\rangle + X_3(t)\,|+,+;0,1\rangle, \qquad (5)$$

где

$$X_1(t) = \cos\varphi(U_{22})_{1,0} + \sin\varphi(U_{23})_{1,0},$$
$$X_2(t) = \cos\varphi(U_{32})_{1,0} + \sin\varphi(U_{33})_{1,0},$$
$$X_3(t) = (\cos\varphi + \sin\varphi)\,\frac{B_{1,0}}{\theta_{1,0}}.$$

Здесь мы ввели обозначение $O_{n_1,n_2} = \langle n_1,n_2\,|\,O\,|\,n_1,n_2\rangle$, где O – произвольный оператор, зависящий от переменных поля и $|n_1,n_2\rangle$ – полевое состояние с определенным числом фотонов.

Информация относительно перепутывания состояний атомов содержится в редуцированной атомной матрице плотности $\rho_A(t)$, которая может быть получена при усреднении полной матрицы системы «атомы+поле» $\rho_{AF}(t) = |\Psi(t)\rangle\langle\Psi(t)|$ по переменным резонаторного поля

$$\rho_A(t) = Tr_F\ \rho_{AF}(t). \qquad (6)$$

В двухатомном базисе $|+,+\rangle$, $|+,-\rangle$, $|-,+\rangle$, $|-,-\rangle$ редуцированная матрица плотности (6) может быть записана в виде

$$\rho_A = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & |X_1|^2 & X_1X_2^* & 0 \\ 0 & X_2X_1^* & |X_2|^2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & |X_3|^2 \end{pmatrix}.$$

Для количественной оценки степени перепутывания двух двухуровневых атомов воспользуемся критерием перепутанности двух кубитов согласованностью («concurrence» в англоязычной литературе) [6]. Для редуцированной атомной матрицы плотности (6) соответствующий параметр перепутывания дается выражением

$$C(\rho_A) = 2\ \max\{0,\ |X_1X_2|\}. \qquad (7)$$

На рис. 1 и 2 представлены результаты численного моделирования параметра перепутывания (7) для различного значения параметров рассмат-

риваемой модели и начального состояния системы вида (4). Из рисунка хорошо видно, что диполь-дипольное взаимодействие приводит к заметному увеличению степени перепутывания атомов.

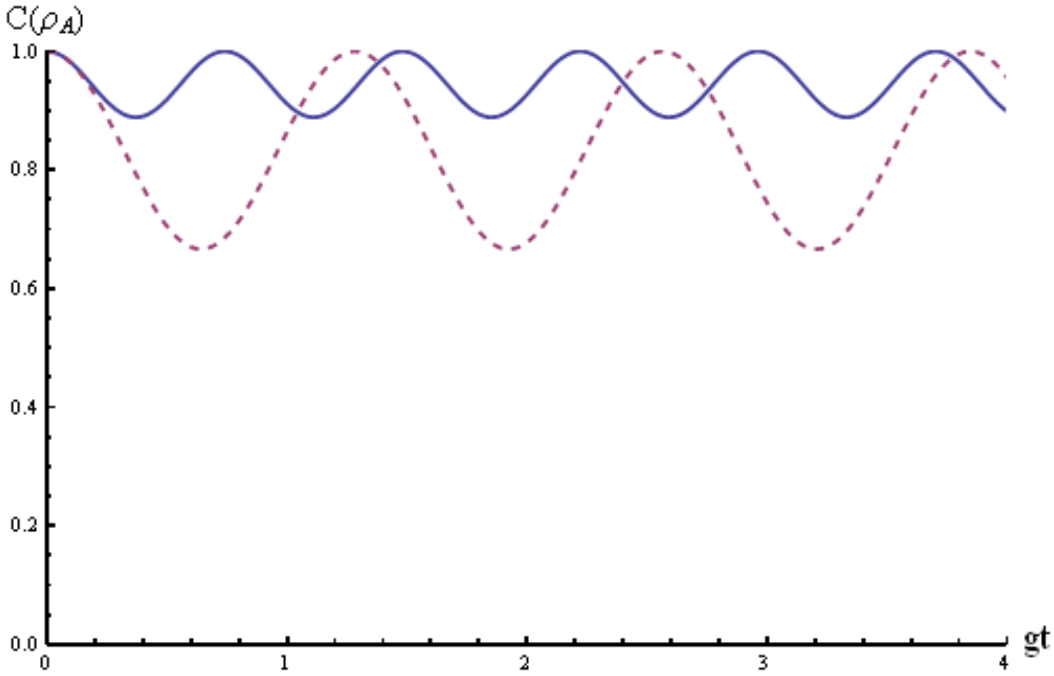


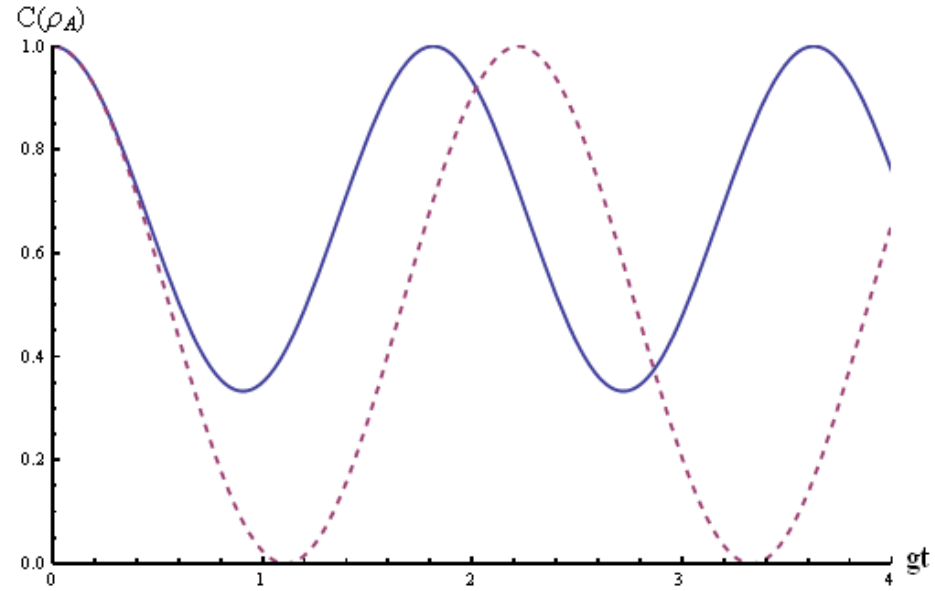
Рис. 1. Временная зависимость параметра перепутывания $C(\rho_A)$ для двуатомной системы начальным состоянием (4) и значением параметра $\varphi = \pi/4$ Параметр диполь-дипольного взаимодействия $\alpha = \Omega/g = 6$ (сплошные линии) и $\alpha = \Omega/g = 4$ (штриховые линии)

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

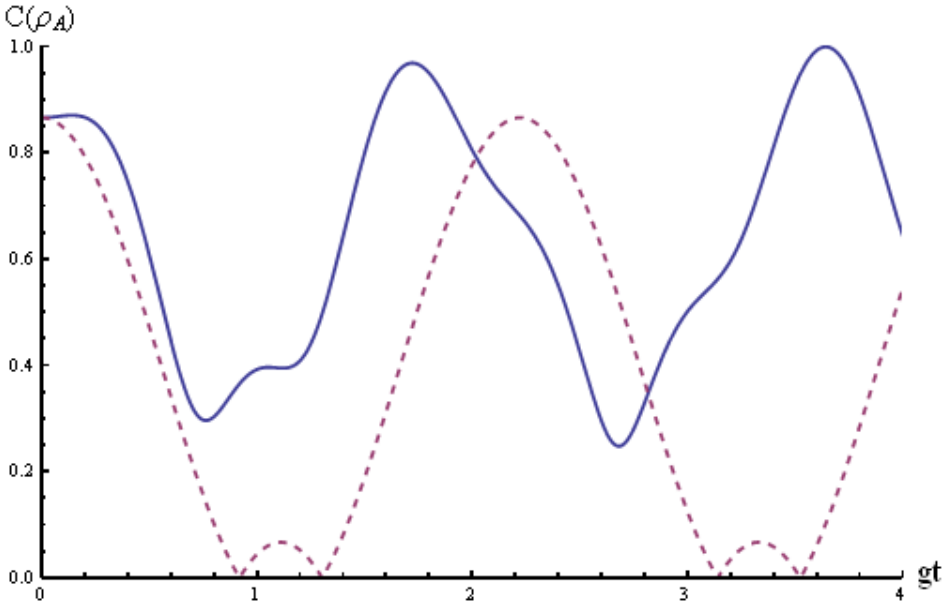
Таким образом, в настоящей работе

- впервые найдено точное аналитическое выражение для оператора эволюции двухатомной невырожденной модели Тависа-Каммингса с рамановскими переходами при наличии прямого-диполь-дипольного взаимодействия атомов;
- на основе точного решения найдена временная зависимость параметра перепутывания (согласованность) атомов для белловского перепутанного начального состояния атомов и поля;
- показано, что включение диполь-дипольного взаимодействия приводит к значительному увеличению степени атомного перепутывания, что подтверждает утверждение о том, что диполь-дипольное взаимодействие может быть использовано в качестве одного из механизмов стабилизации

перепутывания кубитов (логических элементов квантовых компьютеров), взаимодействующих с электромагнитными полями.



(а)



(б)

Рис. 2. Временная зависимость параметра перепутывания $C(\rho_A)$ для двухатомной системы начальным состоянием (4) и значениями параметра $\varphi = \pi/4$ и $\varphi = \pi/6$ Параметр диполь-дипольного взаимодействия $\alpha = \Omega/g = 4$ (сплошные „линии) и $\alpha = \Omega/g = 0$ (штриховые линии).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Nielsen M.A., Chuang I.L. Quantum Computation and Quantum Information, Cambrige: Cambrige University Press, 2000/

2. Schumacker D., Westmoreland M.,D. Quantum Processes, Systems, and Information, New York: Oxford University Press, 2010. 469 p

3. Zhang G., Chen Z. The entanglement character between atoms in the non-degenerate two photons Tavis–Cummings model // Optics Communications, 2007, V.275, P. 274-277.

4. Li C., Shao X., Zhang S. The influence of dipole-dipole interaction and detuning on the sudden death of entanglement between two atoms in the Tavis-Cummings model // Chinese Physics, 2009, V.B18, P. 888-893.

5. . Bashkirov E.K. Entanglement induced by the two-mode thermal noise // Laser Physics Letters, 2006, V.3, P. 145-150.

6. Wootters W.K. Entanglement of formation of an arbitrary state of two qubits // Phys. Rev. Lett., 1998, V. 80, № 10, P. 2245-2248.

ДИНАМИКА ТРЕХУРОВНЕВЫХ АТОМОВ ВО ВНЕШНИХ ПОЛЯХ И КВАНТОВЫЙ ХАОС

И.В. Дарма

Самарский государственный университет
darmairina@gmail.ru

АННОТАЦИЯ

Исследована динамика трехуровневого атома во внешних классических и квантовых полях. Выведены уравнения для квантовой динамики в представлении атомных и фотонных когерентных состояний. Выполнено компьютерное моделирование временных зависимостей населенностей атомов и числа фотонов, а также рассчитаны фазовые портреты динамических переменных.

1. ВВЕДЕНИЕ

Подход, которому мы будем далее следовать, состоит в изучении квазиклассической динамики параметров квантовой системы, которые могут быть использованы при вычислении наблюдаемых (физических величин). Здесь исследуется динамика параметров когерентных состояний (КС), которые можно построить для ряда задач квантовой оптики [1].

В работе [2] исследовалась пригодность метода КС при описании квантового хаоса в двухуровневых моделях. Здесь мы будем рассматривать более сложный случай трехуровневых систем. Исследование трехуровневых систем актуально как в целях нахождения методов управления квантовой динамикой, так и при разработке квантовых протоколов и устройств квантовой криптографии и квантовых вычислений, использующих троичную логику.

2. ГРУППА SU(3) И ТРЕХУРОВНЕВЫЕ АТОМЫ ВО ВНЕШНИХ ПОЛЯХ

Построим в явном виде когерентные состояния группы *SU(3)*, которые будем применять при описании динамики трехуровневых атомов. Еще в работе [3] было установлено, что группой динамической симметрии при рассмотрении взаимодействия n - уровневой системы с электромагнитным

полем, является группа $SU(n)$, однако в ней когерентные состояния не строились. В данной работе при описании динамики трехуровневой системы мы будем использовать последовательный подход с использованием техники когерентных состояний [4].

Известно, что группа $SU(3)$ состоит из унитарных унимодулярных преобразований 3-х мерного комплексного пространства. Ее генераторы для изолированного атома имеют вид:

$$J_+ = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix},\ K_+ = \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix},\ L_+ = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix},$$

$$J_- = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix},\ K_- = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix},\ L_- = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \qquad (1)$$

$$H_1 = \frac{1}{2}\begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 \end{pmatrix},\ H_2 = \frac{1}{3}\begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & -2 \end{pmatrix}.$$

Базисные векторы

$$|0\rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix},\ |1\rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix},\ |2\rangle = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \qquad (2)$$

порождают трехмерное пространство, в котором действуют операторы (1). Векторы (2) преобразуются по полносимметричному представлению $D(1, 0)$ группы $SU(3)$. Видно, например, что инфинитезимальные операторы L_+, L_-, H_1 действуют в пространстве, натянутом на векторы $|0\rangle$, $|2\rangle$ и являются генераторами подгруппы $SU(3) \supset SU(2)$. Согласно общему подходу Переломова [5], КС для группы $SU(3)$ будет задаваться точкой фактор – пространства $SU(3)/U(2)$.

Оператор представления группы $SU(3)$ можно записать в виде:

$$D(\alpha,\beta) = \exp\left(\alpha J_+ - \bar{\alpha} J_- + \beta L_+ - \bar{\beta} L_-\right), \qquad (3)$$

который получается из оператора представления группы $SU(3)$ при исключении из него генераторов, образующих максимальную стационарную подалгебру $U(2)$ вектора $|0\rangle$. Оператор (3) можно привести к распутанному нормальному виду:

$$D(\alpha,\beta)=\exp\left(z_1L_+\right)\exp\left(z_1J_+\right)\exp\left(h_1H_1+h_2H_2\right)\exp\left(z_3J_-\right)\exp\left(z_4L_-\right), \quad (4)$$

где новые переменные являются некоторыми функциями старых переменных и связаны между собой соотношениями:

$$z_1=-\overline{z}_4,\ z_2=-\overline{z}_3,\ h_1=\ln\left(1+z_1\overline{z}_1+z_2\overline{z}_2\right)^{-1},\ h_2=\ln\left(1+z_1\overline{z}_1+z_2\overline{z}_2\right)^{-3/2}. \quad (5)$$

Действуя правой частью равенства (4) на вектор $|0\rangle$, получим явный вид для вектора КС для группы *SU(3)*:

$$\left|z_1,z_2\right\rangle=\left(1+z_1\overline{z}_1+z_1\overline{z}_1\right)^{-\mu_1+\frac{3}{2}\mu_2}\exp\left(z_1L_+\right)\exp\left(z_2J_+\right)\left|0\right\rangle, \quad (6)$$

где μ_1 и μ_2 - собственные числа диагональных операторов Картана - Вейля

$$H_1|0\rangle=\mu_1|0\rangle \text{ и } H_2|0=\mu_2|0\rangle. \quad (7)$$

КС неортогональны друг другу и их скалярное произведение равно:

$$\left\langle z_1^{'},z_2^{'}\middle|z_1,z_2\right\rangle=\frac{\left(1+z_1\overline{z}_1^{'}+z_2\overline{z}_2^{'}\right)^{2\mu_1-3\mu_2}}{\left[\left(1+z_1\overline{z}_1+z_2\overline{z}_2\right)\left(1+z_1^{'}\overline{z}_1^{'}+z_2^{'}\overline{z}_2^{'}\right)\right]^{\mu_1-\frac{3}{2}\mu_2}} \quad (8)$$

Гамильтониан свободной трехуровневой системы представим в виде линейной комбинации диагональных генераторов группы *SU*(3):

$$H_0=\hbar\left(\omega_0H_1+\Omega_0H_2\right), \quad (9)$$

гамильтониан взаимодействия с внешним классическим полем записывается в виде линейной комбинации операторов перехода между уровнями

$$H_{\text{int}}=\hbar\left(AJ_++BK_++DL_++h.c.\right), \quad (10)$$

где *A,B,C* – как функции времени зависят от компонент внешнего поля и матричных элементов оператора дипольного момента.

Полному гамильтониану системы, который равен сумме невозмущенного и гамильтониана взаимодействия $H = H_0 + H_{\text{int}}$ соответствует ковариантный символ

$$\mathcal{H}\left(z_1,z_2\right)\equiv\left\langle z_1,z_2\middle|H\middle|z_1,z_2\right\rangle=\hbar\left\{\mu_1\omega_0\left(1-z_1\overline{z}_1\right)+\mu_2\Omega_0\left(1-\frac{z_1\overline{z}_1+z_2\overline{z}_2}{2}\right)+\right.$$
$$\left.+\mu\left(A\overline{z}_2+\overline{A}z_2+B\overline{z}_1z_2+Bz_1\overline{z}_2+D\overline{z}_1+\overline{D}z_1\right)\right\}\left(1+z_1\overline{z}_1+z_2\overline{z}\right)^{-1}, \quad (11)$$

где $\mu = 2\mu_1 - 3\mu_2$. Далее будем полагать, что $\hbar = 1$.

Решение временного уравнения Шредингера

$$i\frac{\partial}{\partial t}\left|\Psi(t)\right\rangle=H\left|\Psi(t)\right\rangle \quad (12)$$

будем искать в виде:

$$\left|\Psi(t)\right\rangle = e^{i\phi(t)}\left|z_1(t), z_2(t)\right\rangle, \tag{13}$$

что приводит к уравнениям для параметров КС:

$$\begin{cases} i\dot{z}_1 = \left(\omega_0 + \Omega_0\right) z_1 - \bar{D} z_1^2 - \bar{A} z_1 z_2 + B z_2 + D, \\ i\dot{z}_2 = \left(\dfrac{\omega_0}{2} + \Omega_0\right) z_2 - \bar{D} z_1 z_2 - \bar{A} z_2^2 + B z_1 + A, \\ \dot{\phi} = \left(\mu_1 - \dfrac{3}{2}\mu_2\right)\left(A\bar{z}_2 + D\bar{z}_1\right) - \left(3\mu_1 - \dfrac{3}{2}\mu_2\right)\left(\bar{A} z_2 + \bar{D} z_1\right) - \\ \quad -\left(\mu_1 - \mu_2\right)\omega_0 + 2\left(\mu_1 - \mu_2\right)\Omega_0. \end{cases} \tag{14}$$

Для определенности исследована динамика ансамбля N трехуровневых атомов V-типа, взаимодействующих с двумя лазерными полями, частоты которых близки к частотам атомных переходов.

Положим $A = |\Omega_{01}| e^{i\omega_1 t}$, $D = |\Omega_{02}| e^{i\omega_2 t}$, $B = 0$, где Ω_{02}, Ω_{03} – частоты Раби на переходах $0 \rightarrow 2$ и $1 \rightarrow 2$ соответственно, ω_1, ω_2 – частоты лазерных полей. Уравнения (14) линеаризуются и их решение находится методом Лапласа.

Для населенностей всех трех уровней имеют место выражения:

$$\begin{cases} N_0(t) = N \dfrac{1}{1 + |z_1|^2 + |z_2|^2}, \\ N_1(t) = N \dfrac{|z_2|^2}{1 + |z_1|^2 + |z_2|^2}, \\ N_2(t) = N \dfrac{|z_1|^2}{1 + |z_1|^2 + |z_2|^2}. \end{cases} \tag{15}$$

С использованием техники КС можно также исследовать динамику такой системы под действием более сложных лазерных полей, заданных, например, в виде гауссовых импульсов

$$\begin{aligned} A(t) &= |\Omega_{01}| \exp\left[-i\omega_1 t - \frac{\left(t - t_{01}\right)^2}{\sigma_1^2}\right], \\ D(t) &= |\Omega_{02}| \exp\left[-i\omega_2 t - \frac{\left(t - t_{02}\right)^2}{\sigma_2^2}\right]. \end{aligned} \tag{16}$$

где ω_1 и ω_2 – частоты лазерных полей, σ_1 и σ_2 – величины, задающие ширины гауссовых импульсов, t_{01} и t_{02} – времена, соответствующие максиму-

му гауссовых импульсов, воздействующих на атом. Здесь решения находились численно. Была рассчитана динамика населенности уровней при возбуждении $V-$ атома гауссовым импульсом на том же переходе. При выбранных параметрах ($\omega_0/2 + \Omega_0 = 0.8$; $\omega_0 + \Omega_0 = 1.3$; $\Omega_{01} = 0$; $\Omega_{02} = 2$; $t_{01} = 0$; $t_{02} = 1.3$; $\tau = 20$; $\sigma_{02} = 10$) населенность промежуточного уровня практически постоянна (пленение населенности), тогда как населенности нижнего и верхнего уровней осциллируют на частотах внешнего поля внутри временного интервала действия гауссова импульса, а затем переходят к некоторым стационарным состояниям.

3. ДИНАМИЧЕСКИЙ ХАОС В ТРЕХУРОВНЕВЫХ СИСТЕМАХ

Будем исследовать теперь трехуровневый атом, помещенный в модельный резонатор, имеющий две резонансные частоты, близкие к частотам двух разрешенных атомных переходов. Резонатор будем считать идеальным (диссипация отсутствует). Будем также принимать во внимание нерезонансные. Такой модели соответствует следующее обобщение знаменитой модели Джейнса-Каммингса:

$$H = \hbar\Big(\omega_0 H_1 + \Omega_0 H_2 + \omega_1 a_1^+ a_1 + \omega_2 a_2^+ a_3 + g_1\left(a_1^+ + a_1\right)\left(J_+ + J_-\right) + \\ + g_2\left(a_2^+ + a_2\right)\left(L_+ + L_-\right)\Big), \tag{17}$$

Здесь первые слагаемые описывают трехуровневый атом и две моды электромагнитного поля в резонаторе соответственно. Последние слагаемые определяют их резонансное взаимодействие. Для определенности, как и в предыдущем параграфе, будем рассматривать переходы V – типа. Частоты ω_0, Ω_0 – определяют положения уровней атома, $\omega_{1,2}$ – частоты поля, $g_{1,2}$ – константы взаимодействия «атом-поле».

Теперь КС системы определим произведением атомных (*SU(3)* когерентных состояний и когерентных состояний двух фотонных мод:

$$\left|CS\right\rangle = \left|z_1, z_2\right\rangle \otimes \left|\alpha_1, \alpha_2\right\rangle, \tag{18}$$

где КС $\left|z_1, z_2\right\rangle$ определены формулой (6), а $\left|\alpha_1, \alpha_2\right\rangle = \left|\alpha_1\right\rangle \otimes \left|\alpha_2\right\rangle$.

При этом $\left|\alpha_j\right\rangle = \exp\left(-\frac{|\alpha_j|^2}{2}\right) \cdot \exp\left(\alpha_j a_j^+\right)\left|0_j\right\rangle$, $j = 1,2.$ $\left|0_j\right\rangle$ – вакуумное состояние для j –ой фотонной моды.

Чтобы найти уравнение, описывающее динамику КС, вычислим символ гамильтониана (18), то есть его диагонального матричного элемента между КС:

$$\mathcal{H} = \langle CS | H | CS \rangle = \{\mu_1\omega_0(1 - z_1\bar{z}_1) + \mu_2\Omega_0\left(1 - \frac{z_1\bar{z}_1 + z_2\bar{z}_2}{2}\right) + \sum_{j=1}^{2}\omega_j |\alpha_j|^2 + \mu\left(g_1(\bar{\alpha}_1 + \alpha_1)(\bar{z}_1 + z_1) + g_2(\bar{\alpha}_2 + \alpha_2)\right)\}\left(1 + z_1\bar{z}_1 + z_2\bar{z}_2\right)^{-1}. \quad (19)$$

Вновь используем систему единиц, в которой $\hbar = 1$. После несколько громоздких вычислений находим нужную систему гамильтоновых уравнений для параметров КС:

$$\begin{cases} i\dot{\alpha}_1 = \omega_1\alpha_1 + \mu g_1 \dfrac{z_1 + \bar{z}_1}{1 + z_1\bar{z}_1 + z_{21}\bar{z}_2}, \\ i\dot{\alpha}_2 = \omega_2\alpha_2 + \mu g_2 \dfrac{z_2 + \bar{z}_2}{1 + z_1\bar{z}_1 + z_{21}\bar{z}_2}, \\ i\dot{z}_1 = (\omega_0 + \Omega_0)z_1 - \mu\left(g_1(\alpha_1 + \bar{\alpha}_1)z_1z_2 + g_2(\alpha_2 + \bar{\alpha}_2)(z_1^1 - 1)\right), \\ i\dot{z}_2 = \left(\dfrac{\omega_0}{2} + \Omega_0\right)z_2 + \mu\left(g_1(\alpha_1 + \bar{\alpha}_1)(z_2^2 - 1) + g_2(\alpha_2 + \bar{\alpha}_2)z_1z_2\right). \end{cases} \quad (20)$$

Приведенные нелинейные уравнения не имеют аналитических решений и необходимо применять численные методы. Для отыскания решений использован метод Дормана-Принса 5-го порядка, который является одним из вариантов метода Рунге-Кутты с автоматической регулировкой шага. Атомные частоты ω_0, Ω_0 фиксировались, частоты поля либо совпадали с частотами переходов между соответствующими уровнями, либо задавались с небольшой отстройкой. При заданных начальных значениях менялись константы взаимодействия в пределах $0.1 \div 0.9$ атомной частоты. Критерием хаоса служил вид фазового портрета исследуемой величины и расчет показателя Ляпунова. Первоначально рассмотрение велось при достаточно больших начальных значениях среднего числа фотонов в полевой моде $(n = 25)$. Увеличение константы взаимодействия приводит к усложнению поведения вероятности. Так, при $g_{1,2} \sim 0.1$ график зависимости от времени вероятности перехода имеет ярко выраженную синусоидальную форму, однако уже при $g_{1,2} \sim 0.2$ можно говорить лишь о синусоидальной огибающей. Дальнейшее увеличение констант взаимодействия нарушает и эту регулярность $(g_{1,2} \sim 0.4 \div 0.6)$. Однако при $g_{1,2} = 0.7$ вновь наблюдается

определенная упорядоченность в динамике вероятностей переходов. Подобный эффект проявляется и при изменении начальных данных. Эта смена режимов поведения, называемая в теории динамического хаоса перемежаемостью, считается одним из путей к хаосу. Было проведено аналогичное исследование при малых (порядка единицы) начальных значениях среднего числа фотонов в полевой моде. Выяснилось, что разрушение гармонического поведения вероятности перехода атома из возбужденного в невозбужденное состояние происходит при том же порядке значений константы взаимодействия, но более четко проявляется следующая особенность: после перехода от практически синусоидального режима к многочастотному существуют такие значения констант взаимодействия, при которых количество частот в многочастотном режиме резко сокращается и динамика атомной подсистемы становится более регулярной. Если продолжать увеличивать константу взаимодействия, то происходит возвращение к многочастотному режиму. Такое поведение в значительной мере подобно динамике КС для двухуровневого атома [2]. Однако имеется одно существенное отличие. Если выбрать константы $g_{1,2}$ существенно различными, то включение смежного перехода с малой вероятностью, приводит к некоторому подавлению хаотического режима для перехода с большей константой взаимодействия. Этот эффект можно объяснить тем, что смежный, конкурирующий переход с малой константой связи приводит к уменьшению эффективной вероятности перехода между уровнями за счет слагаемых, пропорциональных большей константе взаимодействия и возникает эффект регуляризации. Если же обе константы связи одного порядка и велики, то регуляризации нет из-за хаотичности на обоих переходах.

Для иллюстрации сделанных заключений приведем только 2 рисунка из их очень большого количества. Вид фазовых портретов для разностей населенностей можно интерпретировать как возникновение хаоса в системе. Одновременно появляется динамический хаос и в фотонных модах. Фазовый же портрет для квадратурного параметра сжатия (его существенная асимметрия) свидетельствует о некотором подавления в системе квантовых флуктуаций, однако при приведенных параметрах модели сжатие в фотонных модах не достигается.

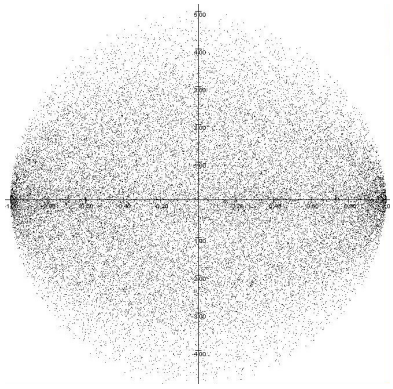


Рис. 1. Фазовый портрет среднего значения оператора H_1. Параметры модели: $\omega_0 = 1, \Omega_0 = 1.3, g_{1,2} = 0.8, N = 1.$

Частоты фотонных мод выбраны без отстроек

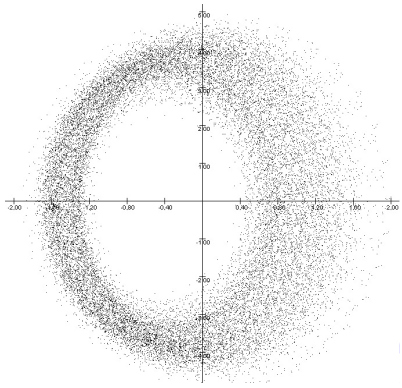


Рис. 2.Фазовый портрет сжатия для фотонной моды, резонансной переходу $0 \to 2$. Параметры модели те же, что и для рисунка 1

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследован квантовый хаос для трехуровневого атома в резонаторе. Учет неэквидистантности в трехуровневом случае актуален, поскольку более соответствует ситуации с реальными атомами в ловушках. Выведены уравнения для параметров КС группы $SU(3)$ и выполнено их компьютерное моделирование. Рассчитанные фазовые портреты средних значений полуразностей населенностей (генераторов H_i) характерны для хаотического поведения. Более детальный анализ будет проведен отдельно.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Горохов А.В. Методы теории групп в задачах квантовой физики. Ч.3.- Куйбышев.: Изд. КуГУ. 1983.- 96 с.

2. Горохов А.В., Рогачева Е.В. Хаос в квантовых системах. // Теоретическая физика, Т. 1. С.

3. Шелепин Л.А. К теории когерентного спонтанного излучения. // ЖЭТФ. 1968. Т. 54. С. 1463-1471.

4. Горохов А.В. Алгебры Ли в квантовой оптике и молекулярной спектроскопии // Известия РАН. Серия физическая, 2011, Т. 75. № 2, С. 168-174.

5. Переломов А.М. Обобщенные когерентные состояния и некоторые их применения // УФН., 1977. Т. 123. С. 23 - 55.

ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА СПЕКЛ-КАПИЛЛЯРОСКОПИИ ДЛЯ МОНИТОРИНГА СОСТОЯНИЯ МИКРОЦИРКУЛЯЦИИ В ПОДЖЕЛУДОЧНОЙ ЖЕЛЕЗЕ КРЫСЫ ПРИ ИССКУСТВЕННО ВЫЗВАННОМ ПАНКРЕОНЕКРОЗЕ

П. А.Тимошина[1], Д.Н.Агафонов[1], М. А.Виленский[1], В.В. Тучин[1], Д.А. Александров[2], В.А. Кулешов[2], А.А. Скороход[2]

[1]Саратовский государственный университет имени Н. Г. Чернышевского,
[2]Саратовский государственный университет имени В.И. Разумовского
gihorka2906@mail.ru

1. ВВЕДЕНИЕ

Мониторинг состояния микроциркуляции является очень важной проблемой современной медицинской диагностики. Этот факт вызван тем, что многие заболевания, такие как заболевания сердечно-сосудистой системы, атеросклероз, сахарный диабет, хроническая венозная недостаточность и другие, вызывают функциональные и морфологические изменения в микроциркуляторном русле. В настоящее время изучение системы микроциркуляции представляет собой сочетание традиционных и новых морфологических и функциональных методов анализа. Применяемые морфологами методы изучения микроциркуляторного русла на аутопсийном и биопсийном материалах имеют ряд недостатков, связанных с определением состояния интрамуральных сосудов преимущественно на поперечных и косых срезах, а также большими трудностями при исследовании одновременно сосудов гемо- и лимфоциркуляции. Морфологические исследования микроциркуляции, проводящиеся в большинстве случаев биопсийным методом, отражают состояние микроциркуляции только в конкретной точке и не могут отражать динамические процессы.

С развитием методов лазерной доплеровской флуометрии [1, 2], капилляроскопии [3, 4], интравиальной микроскопии [5], оптической когерентной томографии [6], магнитно-резонансной томографии [7], радиоизотопной артериографии и др. появились возможности прижизненного динамического исследования состояния микроциркуляции.

В настоящее время к наиболее эффективным диагностическим методам определения основных параметров микроциркуляции относятся методы динамического рассеяния света (ДРС) – лазерная доплеровская

флуометрия, спекл-визуализация, а также методы компьютерной биомикроскопии.

Совмещение методов ДРС и микроскопии позволяет получить высокоэффективный инструмент для определения параметров микроциркуляции. Подобные попытки начали реализовываться с начала 70-х годов прошлого века [8-10]. С помощью спекл-микроскопии проводится оценка изменений контраста спекл-картин для отдельных капилляров.

Для мониторинга гемодинамики крови в поверхностных тканях поджелудочной железы крысы был выбран спекл-контрастный метод, который относится к методам лазерной спекл-визуализации. Это простой и высокоэффективный метод применяемый, в том числе для визуализации кровотока. Данный подход получил название LASCA (LAser Speckle Contrast Analysis – Анализ Контраста ЛАзерных Спеклов [11-13]), он основан на близости значений статистических моментов пространственно-временных флуктуаций интенсивности эргодических и статистически однородных спекл-полей, оцениваемых путем усреднения во временной и пространственной областях [13-15]. В данном методе предполагается оценка контраста усредняемых по времени динамических спеклов в зависимости от времени усреднения спекл-модулированных изображений: $V(T)=\delta I(T)/\langle I\rangle$, где $\langle I\rangle, \delta I(T)$ – соответственно среднее значение и среднеквадратичное значение флуктуаций яркости спекл-модулированного изображения при заданном времени усреднения T. Для осуществления измерений в режиме реального времени необходимо проводить усреднение спекл-изображений за время от 5 до 30 мс. Скорость убывания контраста регистрируемых спеклов при увеличении времени усреднения зависит от среднего времени смещения подвижных рассеивающих центров в зондируемом объеме на расстояние, равное длине волны зондирующего излучения в среде, и от среднего числа актов рассеяния при распространении излучения в зондируемом объеме.

В данной работе исследовалось влияние локальной ишемии и последующей реперфузии тканей на функциональные свойства капиллярного русла.

2. МЕТОДИКА ПРОВЕДЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТА

Спекл-контрастный мониторинг вариаций микрогемодинамики в поверхностных слоях различных органов лабораторных животных (крыс) при воздействии различных факторов (кратковременное блокирование кровотока путем пережатия кровеносных сосудов с последующим восстановлением кровотока (реперфузия); искусственное провоцирование панкреонекроза) производился с помощью лабораторного образца спекл-капилляроскопа полного поля (рис. 1). Для дополнительного контроля скорости кровотока проводилась микроскопическая визуализация потока эритроцитов и «прямое» измерение их скорости. Экспериментальная установка позволяла проводить регистрацию изображений одного и того же участка образца как в когерентном свете (освещение лазером), так и при некогерентном освещении (светодиоды) без механической перенастройки. В связи с тем, что в конечном итоге объектом исследований является кровоток, для спекл-визуализации использовался красный He-Ne лазер с длиной волны 633 нм, на которой наблюдается существенное рассеяние зондируемого излучения эритроцитами. Для микроскопических исследований применялись светодиоды (центральная длина волны ~517 нм), что обусловлено высоким поглощением крови в данной спектральной области и, таким образом, приводит к увеличению контрастности изображений. Для регистрации использовалась монохромная камера Basler A602f (в режиме 8-битного цвета с 256 градациями яркости и размером кадра до 656×491 пикселей).

В наших экспериментах по исследованию возможностей спекл-капилляроскопического мониторинга микрогемодинамики в качестве объектов исследований использованы беспородные белые крысы (самцы) массой 200 – 250 г. Под общим обезболиванием (внутрибрюшинное введение анестетика) выполнялась лапаротомия. Мониторинг процесса микроциркуляции крови осуществлялся на эвентерированных в рану петлях поджелудочной железе. Интенсивность микрогемодинамики в ходе экспериментов изменялась путем искусственно созданной ишемии (в результате пережатия соответствующих магистральных кровеносных сосудов. Реперфузионные изменения ткани поджелудочной железы, вызванные ишемией приводят к возникновению острого панкреотита и даже панкреонекроза. Детектирование подобных изменений позволит лучше понять патологические процессы, происходящие в поджелудочной железе. На рисунке 2 при-

ведено изображение открытой брюшной полости подопытного животного в процессе регистрации последовательности спекл-модулированных изображений поверхности поджелудочной железы.

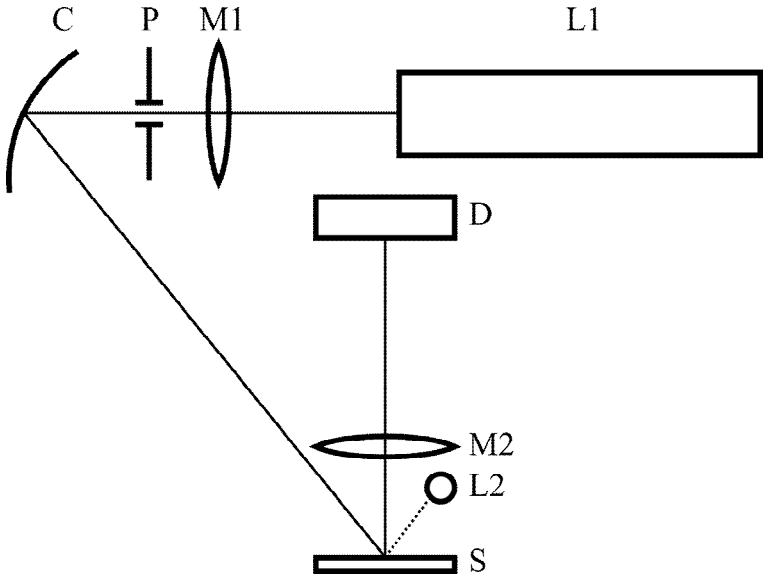


Рис. 1. Схема экспериментальной установки. В режиме спекл-визуализации: пучок излучения когерентного источника L1 (He-Ne лазер ГН-5П, длина волны – 633 нм) расширялся до необходимого сечения с помощью микрообъектива M1 (Ломо, 8×), диафрагмы P (10 мкм) и коллимирующего зеркала C и направлялся на исследуемый объект S. В режиме микроскопии: использовался 8-элементный светодиодный осветитель L2 (центральная длина волны ~517 нм). Рассеянное излучение через микрообъектив M2 (Ломо, 10×) попадало на детектор D (КМОП камера Basler A602f).

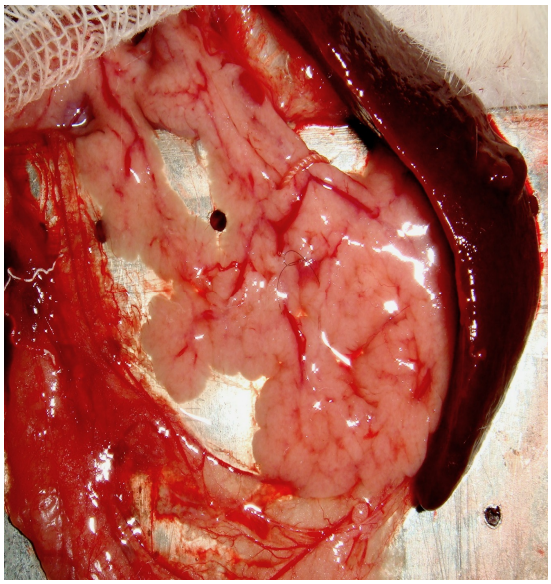


Рис.2. Фотография области лапаротомии в процессе мониторинга микрогемодинамики поджелудочной железы

3. ОБСУЖДЕНИЕ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

В ходе микроскопических экспериментов были получены результаты (таблица 1) изменений скорости движения эритроцитов в капиллярах поверхностных тканей поджелудочной железы лабороторной крысы.

Таблица1.

Данные микроскопических измерений скорости кровотока при нормальном состоянии подопытного животного

Подопытное животное №	До воздействия, мкм/с	Реперфузия, мкм/с
1	115	290
2	90	180
3	92	275
4	370	552
5	270	278

На данном этапе эксперимента исследовались пять лабораторных крыс. Для каждой особи проводилась лапаротомия с последующим однократным пережатием магистральных сосудов (длительность ишемии 5минут). В результате возобновления кровотока после локальной ишемии происходило резкое увеличение скорости эритроцитов. В таблице 2 представлены результаты изменения скорости кровотока при повторном исследовании сосудов для переживших первую серию экспериментов лабораторных животных. Промежуток между экспериментами составил 7 дней. За выбранный период времени в поджелудочной железе животного возникал острый панкреатит, сопровождающийся локальными кровотечениями, что указывало на формировании в тканях железы геморрагического панкреонекроза.

Таблица2.

Данные микроскопических измерений скорости кровотока при развитии патологий

	Без воздействия, мкм/с	Ишемия, мкм/с	Реперфузия, мкм/с
Первичный эксперимент	146	0	372
Повторный эксперимент, спустя 7 дней	387	0	690

Микроскопические исследования проведенные в данной работе позволили визуализировать капиллярный кровоток и получить значения усредненной скорости эритроцитов на участке капилляра. Однако, использование капилляроскопа сопряжено с определенными трудностями. Во-первых - невозможность проводить измерения в режиме реального времени, во-вторых – для подготовки установки к эксперименту требуется достаточно большое время для точной настройки на отдельный капилляр. В связи свыше сказанным, применение микроскопических исследований, например, в неотложной хирургии, затруднено. Для мгновенных измерений скорости кровотока и мониторинга ее изменений в режиме реального времени был использован спекл-контрастный метод. В таблице 3 показаны значения скорости эритроцитов и соответствующие им значения усреднённого контраста спекл-изображений.

Таблица 3.

Значения усредненного по времени контраста в зависимости от функционального состояния диагностируемого органа

№	Нормальное состояние, скорость, мкм/с	Контраст спекл-картин, <V> нормальное состояние	ишемия, мкм/с	<V>, ишемия	реперфузия, мкм/с	<V>, реперфузия
1	276	0,26	0	0,38	278	0,275
2	114	0,317	0	0,446	297	0,151
3	230	0,256	0	0,45-0,86	321	0,287

Приведенные в таблице данные, соответствующие установившимся режимам микрогемодинамики в норме и при патологиях, являются результатам усреднения по наборам измеренных в экспериментах значений контраста для различных подопытных животных. Ожидаемым результатом является возрастание контраста усредненных по времени спеклов в результате подавления микрогемодинамики в исследуемом органе при пережатии сосудов (ишемия). Напротив, воспалительные процессы в брюшной полости в результате искусственно вызванного перитонита характеризуются су-

щественным убыванием контраста (не менее чем на порядок) в различных органах по сравнению с нормой.

4. ВЫВОДЫ

Была продемонстрирована эффективность мониторинга микрогемодинамики внутренних органов методом спекл-капилляроскопии полного поля. Контраст усредненных по времени динамических спеклов, используемый в качестве диагностического параметра, характеризуется достаточно высокой чувствительностью к изменениям микроциркуляции крови в поверхностных слоях внутренних органов, обусловленных патологическими изменениями или воздействием внешних факторов. Одним из возможных перспективных направлений применения данного метода в клинической практике является постоперационный мониторинг микрогемодинамики органов брюшной полости при острых панкреатитах с целью контроля осуществляемой терапии.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Leahy MJ, de Mul FF, Nilsson GE, Maniewski R. Technol Health Care, 7, 143–62 (1999)

2. Yaoeda K., Shirakashi M., Funaki S., Nakatsue T., Abe H. Am. J. Ophtalmol,. 129, 734-739 (2000)

3. Hanazawa S., Prewitt R.L., and Terzis J.K. J. Reconstr.Microsurg., 10, 21–26. (1994)

4. Dixon J.B., Zawieja D.C., Gashev A.A, Cotre G.L. J. Biomed. Opt., 10, 064016, (2005)

5. Lipowsky, H.H., Sheikh, N.U., Katz, D.M. J. Clin. Invest., 80, 117–127. (1987)

6. Z. P. Chen, T. E. Milner, D. Dave, J. S. Nelson Opt. Lett, 22, 64–66, (1997)

7. Schvartzman PR, and White RD Textbook of Cardiovascular Medicine (Topol EJ, ed. 2nd ed. Philadelphia: Lippincott Williams & Wilkins, 213–1256, (2002).)

8. Riva C. E., Ross B., Benedek G. B. Invest. Ophthalmol., **11**, 936–944 (1972).

9. H. Mishina, T. Asakura, S. Nagai Optics Communications, **11**. – P. 99–102. (1974)

10.Ulyanov, S. S. Physiological Measurements., 22., 681–691, (2001).

11.Тучин В.В. Лазерная и волоконная оптика в биомедицинских исследованиях. М.: Физматлит, 2010. С.155-156.

12.Fercher A.F., Briers J.D. Flow Visualization By Means of Single-Exposure Speckle Photography // Opt. Commun. 1981. V.37. P.326–329.

13.Briers J.D., Webster S. Laser speckle contrast analysis LASCA: a non-scanning, full-field technique for monitoring capillary blood flow // J. Biomed. Opt. 1996. V.1. P.174-179.

14.Briers J.D., Richards G.J., He X.W. J. Biomed. Opt., 4(01), 164–175, (1999)

15.Тучин В.В. Оптическая биомедицинская диагностика. М.: Физматлит, 2007. С. 284-321.

ГЕТЕРОГЕННАЯ РЕКОМБИНАЦИЯ АТОМОВ ЙОДА В КИСЛОРОДНО-ЙОДНОМ ЛАЗЕРЕ

А.П.Торбин, В.Н. Азязов

Самарский филиал Учреждения Российской академии наук Физического института им. П.Н. Лебедева РАН,
torbinalex@gmail.com

АННОТАЦИЯ

Внешняя наработка атомов йода в кислородно-йодном лазере позволяет существенно увеличивать энергетическую эффективность лазера. Атомы йода нарабатываются в электроразрядном генераторе. Концентрация атомов йода падает по длине тракта транспортировки из-за процессов гомогенной и гетерогенной рекомбинации. В данной работе создана математическая модель, описывающая трехчастичную и гетерогенную рекомбинацию атомов йода, а также массоперенос атомов из ядра потока к стенкам. Получены зависимости концентрации атомов и молекул йода вдоль координаты по потоку для различных составов среды.

1. ВВЕДЕНИЕ

Химический кислородно-йодный лазер (ХКИЛ) работает на электронном переходе $I(^2P_{1/2}) \rightarrow I(^2P_{3/2})$, инвертированном с помощью энергии, переданной от синглетного кислорода $O_2(^1\Delta)$. Проведенные за много лет исследования ХКИЛ, привели к развитию мегаваттного лазера, но потенциал ХКИЛ далеко не исчерпан и до сих пор предлагаются новые пути развития. Обычно, активная среда ХКИЛ подготавливается путем инжекции паров молекул йода в газовый поток, содержащий $O_2(^1\Delta)$, где молекулы I_2 диссоциируют на атомы, которые затем возбуждаются на верхний лазерный уровень I* ($I(^2P_{1/2})$). Одним из дальнейших путей развития ХКИЛ является избежание потерь молекул $O_2(^1\Delta)$, связанных с диссоциацией I_2. Оценки [1] предсказали существенное увеличение химической эффективности в случае, если вместо молекул будут инжектироваться атомы йода.

Была подтверждена эффективность развала йодсодержащих молекул в плазме электрического разряда [2,3]. Для этого были проведены тесты с ХКИЛ. Было обнаружено [2], что диссоциируют всего лишь 20%–40% мо-

лекул I_2, но, тем не менее, в обоих случаях фиксировалось увеличение выходной мощности лазера [2, 3].

В недавних экспериментах [4] тлеющий разряд постоянного тока, поддерживаемый в газовой смеси Ar/CH_3I, использовался для наработки атомов йода, которые затем инжектировались в поток $O_2(^1\Delta)$. Было обнаружено, что по сравнению с традиционной диссоциацией I_2 в потоке синглетного кислорода, в случае, когда йод нарабатывается из CH_3I, время жизни $O_2(^1\Delta)$ на 30% больше. Главным достоинством CH_3I по сравнению с I_2, в качестве донора атомов йода, является малая доля I_2 (10-20% I_2 в зоне разряда возникает из-за рекомбинации атомов йода) на выходе электроразрядного генератора [5]. С другой стороны, плазмохимические процессы в зоне разряда сопровождаются формированием побочных продуктов [6] таких как H_2, HI, CH_4, C_2H_6, и др.; однако, результаты [5] подтвердили, что эти продукты не ухудшают характеристик лазерной среды ХКИЛ. Более того, давление насыщенных паров CH_3I при комнатной температуре составляет около 400 Торр, что делает его более легким в использовании по сравнению с I_2. Недавно, была продемонстрирована работа непрерывного химического кислородно-йодного лазера (ХКИЛ), работающего в дозвуковом режиме с высоким содержанием воды (~15%) и внешней наработкой атомов йода в тлеющем разряде постоянного тока CH_3I/Ar [7]. Был проведен непосредственный анализ характеристик ХКИЛ для двух случаев: традиционного, когда I_2 инжектируется в поток синглетного кислорода, и когда атомы йода внешне нарабатываются вместе с другими инжектированными продуктами разряда. В последнем случае было зафиксированно усиление выходной мощности приблизительно в 4 раза, подразумевая, что релаксация накопленной в синглетном кислороде энергии существенно меньше, чем при использовании в работе лазера разряда CH_3I/Ar вместо молекул йода. Однако, слабо изученным является процесс рекомбинации атомов йода на стенках транспортировочного канала соединяющего внешний генератор атомов йода с узлом смешения лазера.

В данной работы представлена математическая модель гетерогенной рекомбинации атомов йода в тракте транспортировки ХКИЛ. Изучение данной модели при различный условиях эксплуатации позволяет снизить потери атомов йода, что в свою очередь приведет к увеличению выходной мощности лазера.

2. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ И РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Атомы йода транспортируются к месту инжекции по тракту транспортировки в составе газа носителя Ar/CH_3I. Мы предполагаем, что лазерный тракт транспортировки атомов йода представляет собой цилиндрический канал радиуса D и длины B. Газовая смесь подавалась под давлением P и при температуре T. Атомы йода претерпевают рекомбинацию в трехчастичных процессах

$$I+I+Ar \rightarrow I_2+Ar, \quad (1)$$

$$I+I+CH_3I \rightarrow I_2+CH_3I, \quad (2)$$

$$I+I+I_2 \rightarrow I_2+I_2. \quad (3)$$

Кроме того атомы рекомбинируют на стенке

$$I+wall \rightarrow 1/2\ I_2 + wall \quad (4)$$

Массообмен и физико-химическая кинетика газа в смеси описывалась следующим одномерным уравнением:

$$\frac{dN_I}{dx} = -2\frac{N_I * N_I}{U}\left(k_1 N_{Ar} + k_2 N_{CH_3I} + k_3 N_{I_2}\right) - \beta\frac{4}{UD}(N_I - N \quad (5)$$

Формула (5) описывает уменьшение концентрации атомов йода N_I по пути следования от генератора до места инжекции. Первое слагаемое описывает процесс трехчастичной гомогенной рекомбинации йода в потоке газа носителя Ar/CH_3I в процессах (1)-(3), второе слагаемое – гетерогенную рекомбинацию на стенке тракта транспортировки в процессе (4). N_I представляет собой функцию, зависящую от расстояния x. Величины $N_{Ar}, N_{CH_3I}, N_{I_2}$ N_{Ar}, N_{CH_3I}, I – концентрации компонентов газовой смеси Ar, CH_3I и I_2 соответственно. N_I^S – концентрация атомов йода у стенки. Концентрация аргона намного выше остальных компонентов N_{Ar} поэтому его концентрация с хорошей точностью находится из соотношения (6):

$$N_{Ar} = . \quad (6)$$

Величина U – скорость газовой смеси, определяется по формуле U=G/NS, где G – расход газа, N – общая концентрация, S – площадь поперечного сечения.

Концентрация молекулярного и атомарного йода связаны между собой очевидным соотношением $N_{I2}=(N_I^0-N_I)/2$.

Константы скоростей трехчастичной гомогенной рекомбинации k_1, k_2, k_3 приведены в работе [4]. Коэффициент массоотдачи в потоке в цилиндрическом канале определяется выражением

$$\beta = \frac{D_{dif} NU}{DP} \qquad \beta = \frac{D_{dif}}{D}, \tag{7}$$

где Nu – число Нуссельта, D_{dif} - коэффициент диффузии при P= 1 Торр.

Из баланса потоков

$$\beta\left(N_I - N_I^S\right) = \frac{1}{4}\vartheta_t \gamma N_I^S \qquad \beta\left(N_I - N_I^S\right) = \frac{1}{4}\vartheta_T \gamma, \tag{8}$$

где γ – вероятность рекомбинации атомов йода на стенке, – тепловая скорость атомов йода. Отсюда находим:

$$N_I^S = \frac{\beta N_I}{0.25\vartheta_t \gamma + \beta}, \qquad N_I^S = \frac{\beta N_I}{0.25\vartheta_T \gamma} \tag{9}$$

Решением уравнения (5) с учетом (9) является

$$x = \frac{1}{2C}\ln\left|\frac{N_I^2}{AN_I^2 + BN_I + C}\right| - \frac{B}{\sqrt{\delta}}\ln\left|\frac{2AN_I + B - \sqrt{\delta}}{2AN_I + B + \sqrt{\delta}}\right| + const, \tag{10}$$

где $A = \frac{K_3}{2U}$ $A =$,

$B = -\frac{K_1 N_{Ar} + K_2 N_{CH_3I} + 0.5K_3 N_I^0}{U}$ $B = -\frac{K_1 N_{Ar} + K_2 N_{CH_3I} + 0.5K_3}{U}$,

$C = \frac{-4\beta(1-\alpha)}{UD}$ $C = -\frac{4\beta(1-}{UD}$, $\alpha = \frac{\beta}{\beta + 0.25\gamma\vartheta_T}$ $\alpha = \frac{\beta}{\beta + 0.25}$, $const = -X\left(N_I^0\right)$

$const = -X(N_I$.

На рис.1 приведены расчетные значения при D=1 см, P=20 Торр, T=350 К. Начальные концентрации атомов йода N^0_I равнялась $7{,}8*10^{15}$ см$^{-3}$ и аргона $N_{Ar}=5{,}52*10^{17}$ см$^{-3}$. Концентрация N_{Cl} известна заранее и равняется $1{,}4*10^{16}$ см$^{-3}$.

Величина γ характеризует вероятность гетерогенной рекомбинации атомов йода на стенке и его значение не измерялось до сих пор. Она зависит от материала стенок и слабо от давления. На рис.1 видно, что два графика, для $N_I^S=0$ и $\gamma=1$, совпали. Очевидно, что в таком случае, когда вероятность гетерогенной рекомбинации равна 1, поток йода лимитируется массопереносом йода из ядра потока к стенке. Из полученных графиков

хорошо видна сильная зависимость скорости уменьшения концентрации атомарного йода от γ.

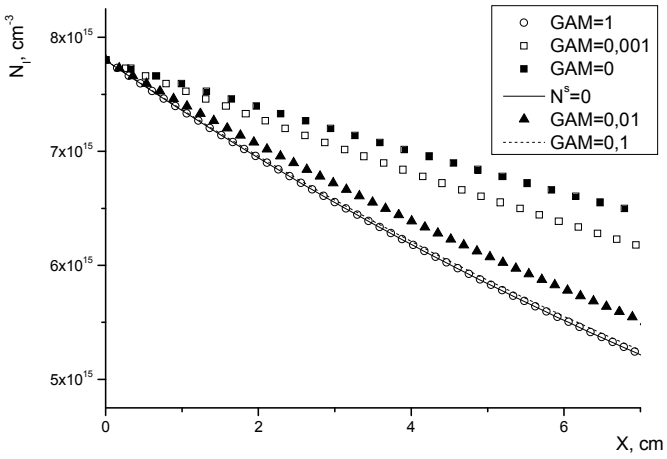


Рис. 1. Зависимость концентрации $N_I(x)$ при разных значениях γ

На рис. 2 представлено сравнение зависимостей содержания йода при различных давлениях газа. Из данных графиков можно сделать вывод, что чем выше давление газовой смеси, тем и скорость рекомбинации выше.

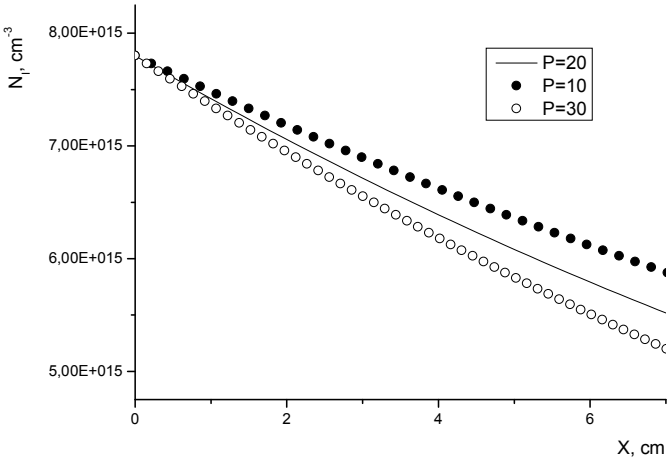


Рис. 2. Зависимость концентрации $N_I(x)$ при разных значениях P

Большое влияние на эффективность доставки атомарного йода к месту инжекции играет размер тракта транспортировки. На рис.3 представлено сравнение различных диаметров канала подачи. Очевидно, что чем канал уже, тем быстрее идет рекомбинация на стенке.

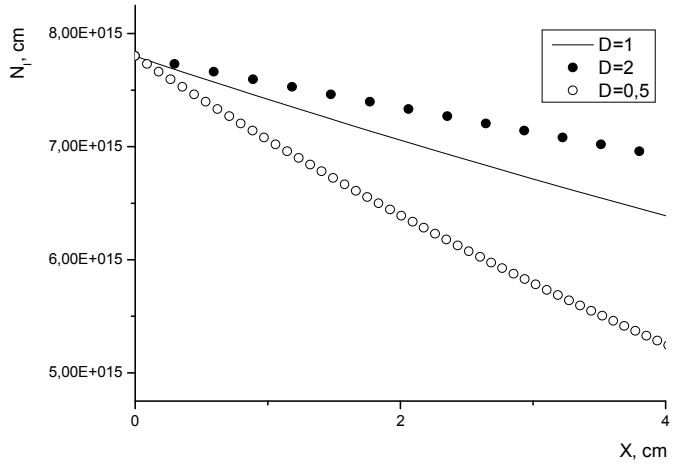


Рис. 3. Зависимость концентрации $N_I(x)$ при разных значениях D

3. ВЫВОДЫ

В работе была построена математическая модель процесса гомогенной и гетерогенной рекомбинации атомарного йода по пути следования от генератора до места их инжекции в кислородный поток. Результаты расчетов показывают, что скорость гетерогенной рекомбинации в тракте транспортировки сравнима со скоростью гомогенной рекомбинации атомов йода.

Скорость гетерогенной рекомбинации сильно зависит от диаметра канала и вероятности гетерогенной рекомбинации. Во-избежании больших потерь атомов йода в ходе транспортировки, диаметр канала должен быть больше 1 см, а материал стенок должен быть выбран таким образом, чтобы вероятность рекомбинации на нем была < 0.001.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Carroll D.L., Solomon W.C., King D., Fockler L., Stromberg D., Sexauer M., Milmoe A., Sentman L.H. // 2000 Proc. of the Int. Conf. on Lasers 1999, Quebec ed. V. J. Corcoran (McLean, VA: STS Press) 69–77

2. Wakazono T., Hashimoto K., Takemoto T. // Proc. SPIE, **3574,** 290 (1998)

3. Endo M., Sugimoto D., Okamoto H., Nanri K., Uchiyama T., Takeda S., Fujioka T. // Jpn. J. Appl. Phys. **39,** 468 (2000)

4. Mikheyev P.A., Shepelenko A.A., Voronov A.I., Kupryaev N.V. // J. Phys. D: Appl. Phys. **37** 3202 (2004)

5. Mikheyev P.A., Azyazov V.N. // J. Appl. Phys. **104**, 123111 (2008)

6. Demyanov A.V., Kochetov I.V., Napartovich A.P., Azyazov V.N., Mikheyev P.A. // Plasma Sour. Sci. and Tech. **19**, 025017 (2010)

7. Mikheyev P.A., Zagidullin M.V., Azyazov V.N. // Appl. Phys. B., vol. 101, 2010, pp. 7-10.

ОСЛАБЛЕНИЕ СОЛНЕЧНОЙ ЭНЕРГИИ ВИДИМОГО ДИАПАЗОНА В АТМОСФЕРЕ ЗА СЧЕТ ИНДУЦИРОВАННОГО СТОЛКНОВЕНИЯМИ МОЛЕКУЛ КИСЛОРОДА ПОГЛОЩЕНИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ

А.С. Инсапов

Самарский государственный аэрокосмический университет им. ак. С.П.Королева (национальный исследовательский университет)
ainlolcat@gmail.com

АННОТАЦИЯ

В данной работе проведены исследования поглощения солнечного света реакциями димольного поглощения синглетного кислорода на полосах 477,577 и 634 нм. Полученны оценки доли поглощения в видимом диапазоне.

1. ВВЕДЕНИЕ.

Измерение поглощения света атмосферой является важной задачей для астрономии, в которой свет, приходящий в телескопы, искажается и ослабляется атмосферой, что затрудняет определение, например, величины звезды. Кроме того, ослабление может позволить определение состава атмосферы удаленный планет по разнице в излучении от звезды и света, прошедшего через атмосферу планеты.

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Будем рассматривать видимую часть солнечного спектра (400-800нм). Из всех реакций, возможных для синглетного кислорода, на видимую часть спектра приходятся реакции:

$$O_2\ (^1\Delta_g)\ + O_2\ (^1\Sigma_g) = O_2\ (^3\Sigma_g) + O_2\ (^3\Sigma_g) + h\nu\ (\lambda = 477\ \text{нм}), \quad (1)$$

$$O_2\ (^1\Delta_g)_{(\upsilon=1)} + O_2\ (^1\Delta_g) = O_2\ (^3\Sigma_g) + O_2\ (^3\Sigma_g) + h\nu\ (\lambda = 579\ \text{нм}), \quad (2)$$

$$O_2\ (^1\Delta_g) + O_2\ (^1\Delta_g) = O_2\ (^3\Sigma_g) + O_2\ (^3\Sigma_g) + h\nu\ (\lambda = 634\ \text{нм}), \quad (3)$$

$$O_2\ (^1\Delta_g) + O_2\ (^1\Delta_g) = O_2\ (^3\Sigma_g) + O_2\ (^3\Sigma_g)_{(\upsilon=1)} + h\nu\ (\lambda = 703\ \text{нм}), \quad (4)$$

$$O_2\ (^1\Sigma_g) = O_2\ (^3\Sigma_g) + h\nu\ (\lambda = 763\ \text{нм}). \quad (5)$$

У этих реакций есть огромное количество производных по энергии колебания, однако их влияние будет очень мало на Земле, так как их доля

существенна при температурах свыше 1000K [1] что не достигается на рассматриваемых высотах где концентрация O_2 достаточно высока. Для сравнения концентрация кислорода на высоте , где температура превышает 500K, на 8 порядков ниже, чем на уровне моря (согласно модели MSIS [6]). В силу этого можно прекратить вычисление уже на высотах порядка 100 км.

Мы будем рассматривать димольные реакции (1,2,3). Для расчетов будем использовать данные о константах скорости реакции из работы [2] и интегральное поглощение из работы [7]. Реакцию (4) мы не будем рассматривать в силу пренебрежения колебательно-возбужденными молекулами кислорода в атмосфере. Так же мы не будем рассматривать реакцию (5), которая не является димольной, хотя и отвечает за существенный вклад в поглощение.

3. Метод расчета

Для проведения расчета нужно сделать некоторые предположения. Первое предположение будет в том, что Солнце излучает как черное тело. По данным NASA спектр Солнца наиболее точно аппроксимируется черным телом с температурой 5777K. Для начального распределения интенсивностей будем использовать формулу Планка.

Излучение черного тела:

$$I_c(v,T_c) = \frac{2\mathrm{h}v^3}{c^2}\frac{1}{\exp\frac{hv}{kT_c}-1},$$

где k – постоянная Больцмана 1.381E-23 Дж/К; h – постоянная Планка 6.626E-34 Дж*с

Результирующая интенсивность будет представлена в виде[3]:

$$I = \int I_c \exp - \int \sigma(v) n_{O_2}^2(x)\,dx\,dv,$$

где σ – дифференциальное сечение поглощения, n – концентрация.

Величину σ будем оценивать по формуле :

$$\sigma(v) = S \times \Phi(v - v_{max}, v_L, v_D),$$

где S — интегральное поглощение, а Ф — функция псевдо-Фойхта. Для упрощения будем использовать вместо нее функцию Гаусса.

S можно рассчитать[1] зная константы скорости реакции. В этом случае

$$S = k_d \frac{g_l}{g_u} \frac{\lambda^2}{8\pi c},$$

где g – стат веса, λ – длинна волны.

Расчет производился с помощью математического пакета Maxima 5.

Для начала рассмотрим процесс (3) и динамику снижения поглощения с высотой.

3.1. Расчет до 10 км [4]

На высотах до 11 км параметры атмосферы описываются выражениями:

T = 15.04 - 0.00649 * h , C

p = 101.29 * [(T + 273.1)/288.08]^5.256 , кПа

В этом случае на линии (3) произойдет падение интенсивности на 6,18%.

3.2. Расчет до 25 км

T = -56.46 , C

p = 22.65 * exp(1.73 - .000157 * h) , кПа

В этом случае линии (3) произойдет падение интенсивности на 6,69%.

3.3. Расчет выше 25 км

T = -131.21 + .00299 * h , C

p = 2.488 * [(T + 273.1)/ 216.6]^-11.388 ,кПа

Как уже говорилось выше, на высотах больших чем 100км рассматривать эффект от тушения на процессах 1-4 не имеет смысла в силу чрезвычайно малой концентрации кислорода. Поэтому здесь мы ограничимся именно 100км. В этом случае на каждой из линий произойдет тушение сигнала:

(1): 6.54E-3%, (2): 1.66E-2% , (3): 6,69%.

Суммарное поглощение составило: 1,13%

Как видно из сравнения поглощения на полосе (3), дальнейшее уточнение, как и предсказывало сравнение концентраций, не внесет существенных дополнений. Полученное ослабление можно видеть на рисунке 1.

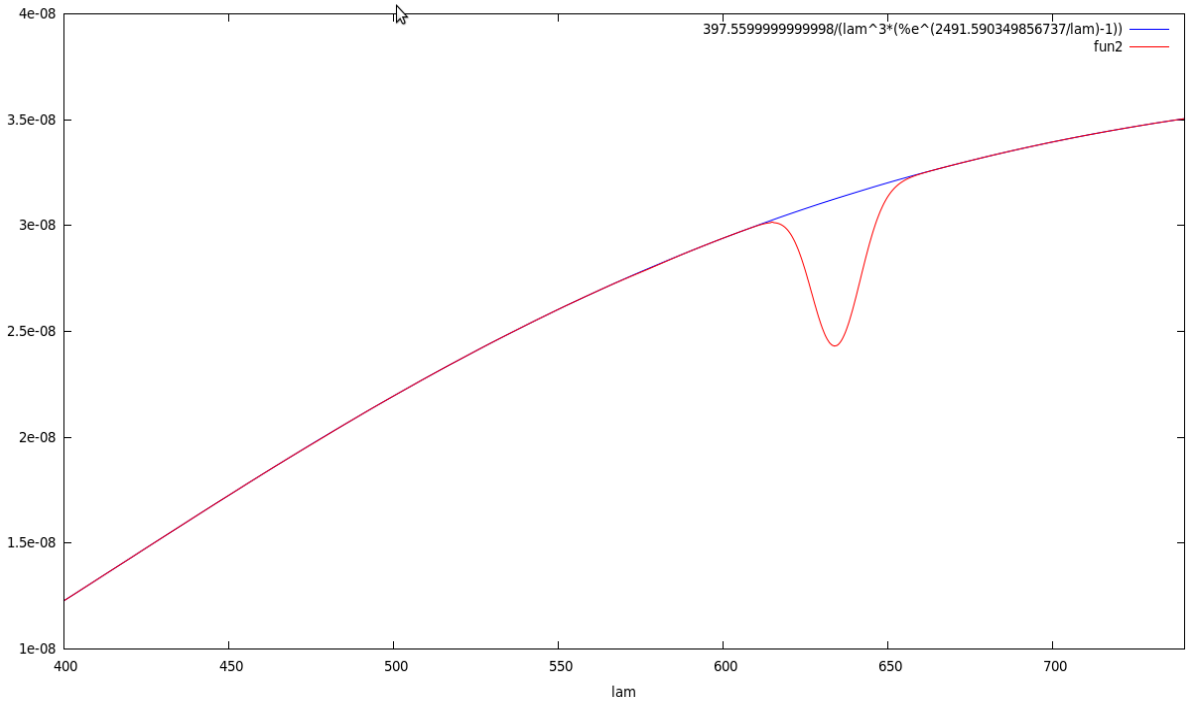


Рис. 1. Ослабление интенсивности излучение от реакций 3 и 4.

4. СРАВНЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Поглощение в атмосфере Земли это процесс, который хорошо изучен и измерен. Например, есть карта поглощения NASA [5] (рисунок 2).

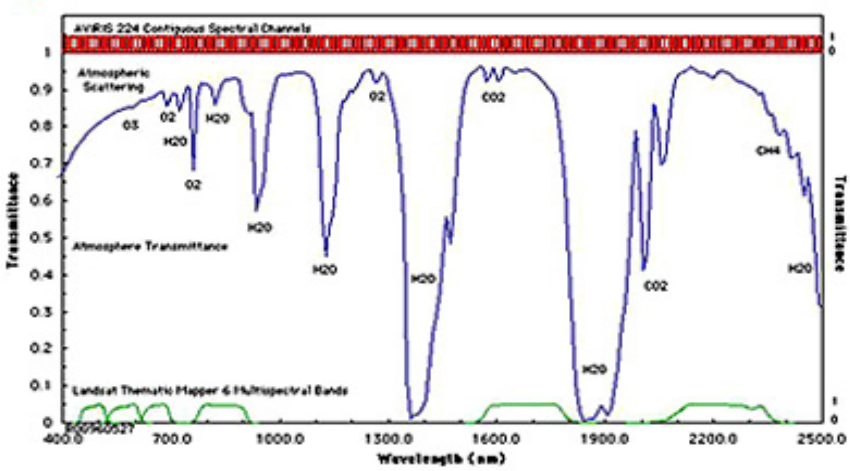


Рис. 2. Ослабление интенсивности в полосе 400-2500нм

Как видно в рассматриваемом диапазоне существует несколько пиков поглощения – кислород, озон и вода. Наибольший вклад приносит процесс 5, который в этой работе не рассматривался. В остальном картинка процессов совпадает — аналогично несущественны процессы на 477 и 577 нм и отмечается поглощение на 634 нм того же порядка.

В результате мы получили, что димольные реакции синглетного кислорода поглощают порядка 1% видимого спектра.

5. БЛАГОДАРНОСТИ

Особую благодарность автор статьи приносит д. ф.-м. н. М.В. Загидуллину за постановку задачи и внимание к работе.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ:

1. Patricia M. Borrell, Peter Borrel et al Intensities of Hot Bandsin the Dimol Emissions of Singlet Molecular Oxygen, O_2 ($^1\Delta_g$) // J.Chem.Soc. Faraday Trans. 2. 78. 1982. С. 1195-1209.

2. Загидуллин М.В. Константы скорости димольного излучения синглетного кислорода на длинах волн 634 и 703нм // Химическая Физика. 2011. Том 30. №2. С. 3-7.

3. Akira Ida, Eiji Furui and other Kinetic study on the photoabsorption process of gaseous O_2 dimol at 630 nm in a wide pressure range // Chemical Physics Letters 488. 2010. С. 130-134

4. Atmosphere model http://www.grc.nasa.gov/WWW/k-12/airplane /atmosmet.html

5. Electromagnetic Spectrum: Distribution of Radiant Energies http://rst.gsfc.nasa.gov/Intro/Part2_4.html

6. MSIS model http://omniweb.gsfc.nasa.gov/vitmo/msis_vitmo.html

7. Maarten Sneep, Dmitry Ityaksov, Ilse Aben, Harold Linnartz, Wim Ubachs Temperature-dependent cross sections of O2-O2 collision-induces absorption resonances at 477 and 577 nm// Jornal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transer 2005

СИНТЕЗ И ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА НАНОЧАСТИЦ ОКСИДА ЖЕЛЕЗА ДЛЯ ФОТОДИНАМИЧЕСКОЙ ТЕРАПИИ

М.В. Куликова, В.И. Кочубей

Саратовский Государственный Университет им. Н. Г. Чернышевского, mmcc@mail.ru

АННОТАЦИЯ

Разработана методика синтеза наночастиц оксида железа (III). Определены размеры, степень агрегации и оптические свойства полученных наночастиц. Проведено фотодинамическое воздействие на патогенную микрофлору.

1. ВВЕДЕНИЕ

Наночастицы являются актуальным объектом множества исследований. Увеличение доли поверхностных атомов наночастиц с уменьшением размера кардинально меняет физические и химические свойства материала. Магнитные наночастицы представляют особый интерес для исследований и имеют большой потенциал в применении их в биологии и медицине для реализации уникальных методов, таких как целевая доставка, локальная гипертермия и т.д. Возможность управления перемещением наночастиц при помощи магнитного поля дает возможность доставки частиц в целях терапии или диагностики. Такие частицы могут использоваться для термической терапии, например, путем нагрева лазерным или СВЧ излучением до температур разрушения расположенной вокруг патологической ткани. В то же время развитая поверхность наночастиц приводит к ее повышенной химической активности, в результате чего облучение сравнительно маломощным излучением может приводить к фотостимулированным реакциям на поверхности наночастиц. Такие реакции - в частности, генерацию синглетного кислорода - используют при фотодинамической терапии.

Применение железосодержащих наночастиц привлекательно также тем, что они обладают невысокой токсичностью, т.е. такие частицы практически не вызывают побочных реакций в организме. Магнитными свой-

ствами обладают как частицы из собственно железа, так и из оксидов железа с различной степенью окисления.

Целью данной работы является изучение магнитных наночастиц оксида железа (III), их свойств, а также способов применения наночастиц в биологии и медицине.

2. ПОЛУЧЕНИЕ ЧАСТИЦ ОКСИДА ЖЕЛЕЗА (III)

2.2 Синтез наночастиц оксида железа (III)

Одной из задач работы являлся выбор метода синтеза магнитных наночастиц с малым разбросом по размеру и форме. Применение наночастиц в биомедицинских целях требовало выбрать способ получения непокрытых наночастиц, так как использование поверхностно-активных веществ привело бы к увеличению токсичности наночастиц. В то же время, отсутствие стабилизирующего покрытия должно приводить к агрегации наночастиц.

Синтез проводился следующим образом: 0,5 г хлорида железа (III) ($FeCl_3$) и 20 мл дистиллированной воды постепенно смешивали с 6 мл водного 40% раствора аммиака. Смешивание проводилось в течение 10 минут. При этом увеличивалось рассеяние света образующимися наночастицами, и раствор и приобретал характерный коричневый цвет. Таким образом, был получен гидроксид железа (III).

$$FeCl3 + 3NH3 + 3H2O = Fe(OH)3 + 3NH4Cl$$

Полученный гидроксид железа (III) отделялся от воды центрифугированием и сушился в течение суток. Затем гидроксид железа (III) разлагался на оксид железа (III) обжигом при 450°C

$$2Fe(OH)_3 = Fe_2O_3 + 3H_2O$$

2.3 Исследование свойств полученных наночастиц

На рисунке 1 представлено изображение наночастиц, полученное на атомно-силовом микроскопе SOLVER-P47 в контактном режиме. Видно, что наночастицы имеют размер от 5 нм до 20 нм, при этом они образуют кластеры размером примерно 250 нм. Слипание наночастиц происходит на этапе отжига при 450°C и разложения гидроксида железа (III). Наночастицы имеют практически сферическую форму. В полуконтактном режиме в магнитной моде было получено изображение магнитных свойств частиц.

На рисунке 2 представлено изображение пространственного распределения магнитных сил по поверхности образца.

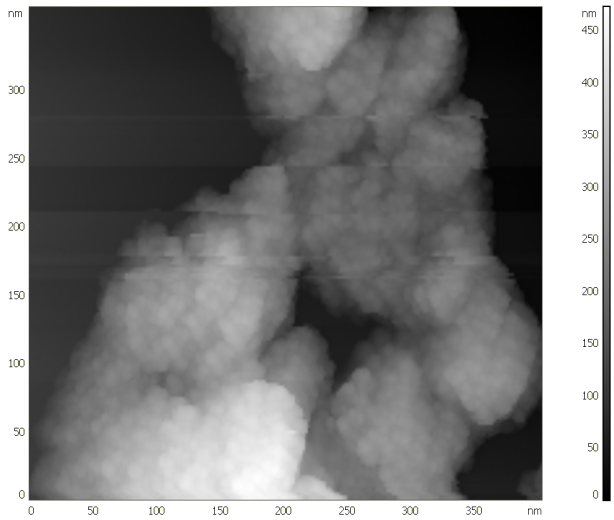
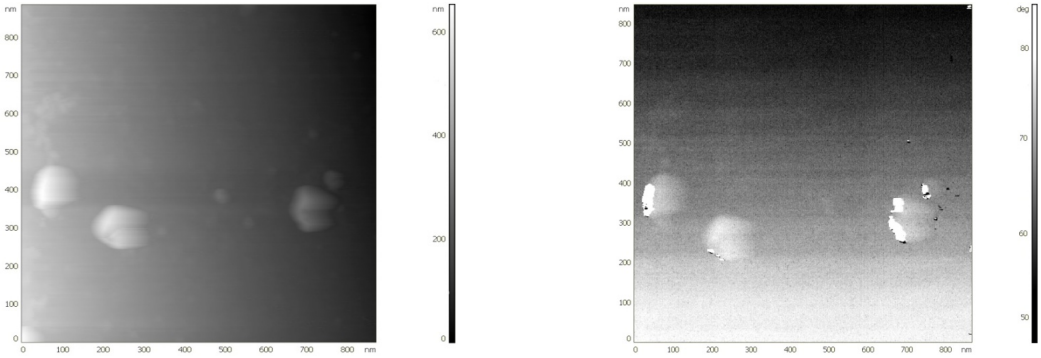


Рис. 1. АСМ-изображение наночастиц Fe_2O_3

Видно, что кластеры частиц размером примерно 250 нм обладают магнитными свойствами. Форма поверхности на изображении фазы совпадает с формой самих частиц, то есть частицы имеют однородное строение и обладают магнитными свойствами.



а) б)

Рис. 2. АСМ-изображение наночастиц Fe_2O_3 а) рельеф, б) фаза

На спектрофотометре Lambda 950 в интервале длин волн от 350 до 800 нм были получены спектры поглощения взвеси наночастиц в воде. На рисунке 3 представлен спектр поглощения. На рисунке виден край поглощения, соответствующий приблизительно 400 нм. Данный спектр соответствует наноразмерному оксиду железа (III), отличающемуся от массивного образца. Таким образом можно утверждать, что в результате синтеза получены наночастицы оксида железа (III), обладающие магнитными свойствами.

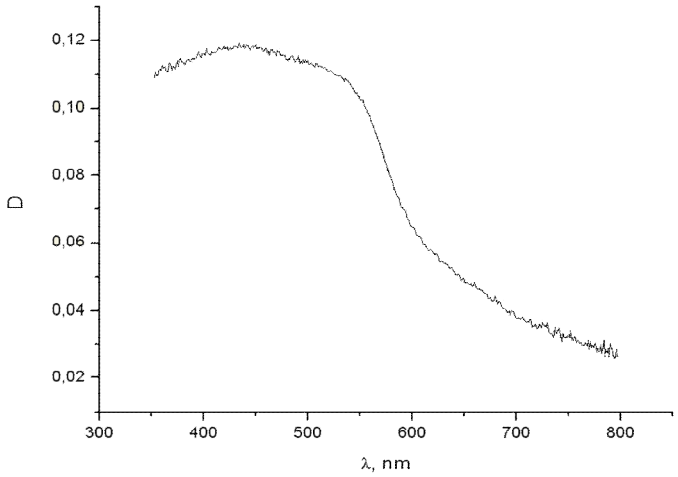


Рис. 3 Спектр поглощения наночастиц Fe_2O_3

3. ВОЗДЕЙСТВИЕ НАНОЧАСТИЦ ОКСИДА ЖЕЛЕЗА (III) НА РОСТ ПАТОГЕННОЙ МИКРОФЛОРЫ

На базе Биологического Факультета СГУ было проверено воздействие полученных наночастиц на рост патогенной микрофлоры.

Частицы, растворённые в воде в концентрации 0.005 вес %, вводили в микрофлору и облучали светодиодом с плотностью мощности 31,5 мВт/см^2 в течение 5, 10,15 и 30 минут в диапазоне длин волн от 385 до 425 нм, что соответствует максимуму поглощения наночастиц в видимой области. На рисунках 4 - 6 представлена зависимость изменения концентрации патогенной микрофлоры от времени облучения. Для вида S.aureus заметен спад численности микрофлоры в обоих случаях, однако в присутствии наночастиц концентрация убывает заметно быстрее

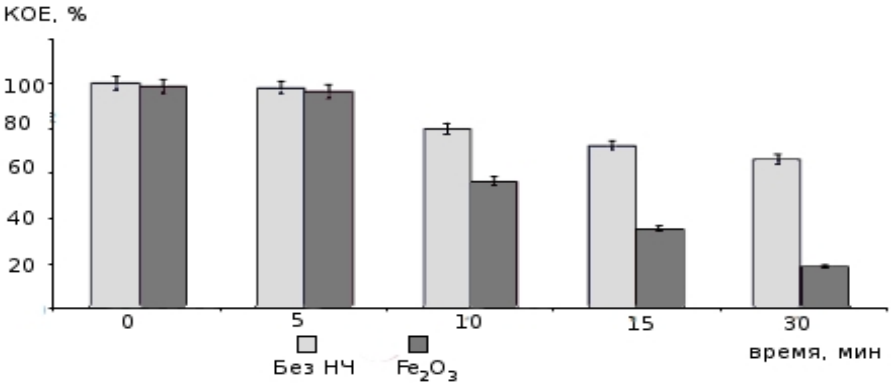


Рис.4. Концентрация S.aureus в зависимости от времени облучения в присутствии наночастиц и без них

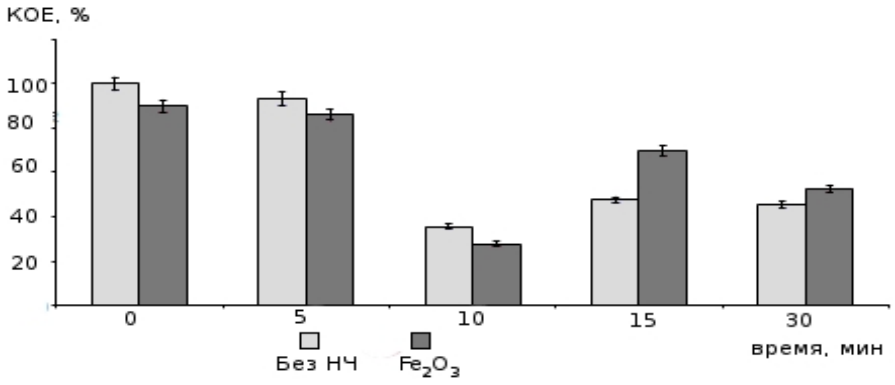


Рис.5 Концентрация S.simulans в зависимости от времени облучения в присутствии наночастиц и без них

При облучении образца S.Simulans менее 10 минут также заметен спад. Однако при дальнейшем облучении наблюдается рост численности микрофлоры, причём более заметный в присутствии наночастиц.

Облучение образца Dermabacter hominis показало ещё большее воздействие наночастиц оксида железа (III) на подавление роста микрофлоры: численность бактерий значительно снизилась по сравнению с облучением без присутствия наночастиц.

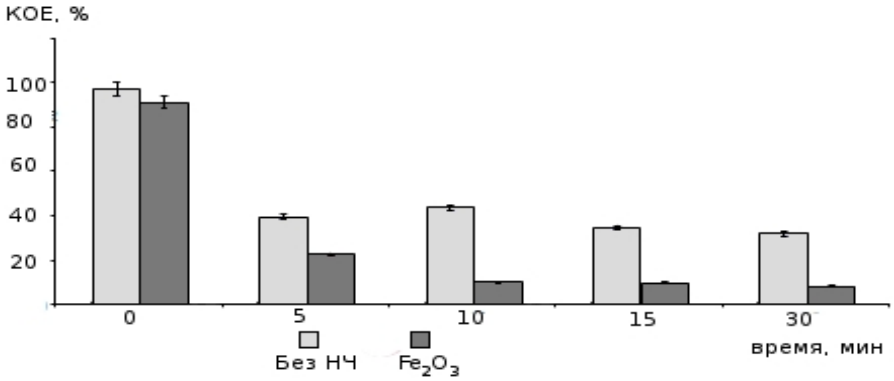


Рис.6 Концентрация Dermabacter hominis в зависимости от времени облучения в присутствии наночастиц и без них

При облучении наночастиц оксида железа (III) на длине волны, соответствующей максимуму поглощения, оказывается также тепловое воздействие на раствор. На табл. 1 представлены температуры облучаемых растворов в зависимости от времени облучения. Растворы, в которых при облучении присутствовали наночастицы оксида железа (III), нагревались более чем на 10°С по сравнению с образцами без наночастиц. Однако такое повышение температуры не является смертельным для данных образцов

микрофлоры. Более того, возможно, что именно повышение температуры провоцирует увеличение концентрации микрофлоры.

Таблица 1.

Изменение температуры растворов при облучении

Время, мин.	Контроль, °С	S. aureus		S. simulans		D. hominis	
		Без нч, °С	Fe_2O_3, °С	Без нч, °С	Fe_2O_3, °С	Без нч, °С	Fe_2O_3, °С
0	22	22	22	22	22	22	22
5	22	22	24	22	24	22	22
10	22	22	25	23	25,5	22	25
15	22	23	28	23,5	28,5	23	29
30	22	23,5	32	23,5	36,5	23,5	34

Из таблицы 1 видно, что температура раствора значительно возрастает при наличии наночастиц, хотя и не достигает значений, критического для патогенной микрофлоры.

При облучении наночастиц на длине волны, соответствующей максимальному поглощению, на поверхности наночастиц возможна фотохимическая реакция, ведущая к образованию синглетного кислорода, повреждающего бактерии и подавляющего рост патогенной микрофлоры.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

По разработанной методике синтеза получены наночастицы; Fe2O3, продемонстрировано, что данный метод позволяет получать наночастицы в массовом производстве. Определены свойства, размеры, степень агрегации и оптические свойства полученных наночастиц. Полученные наночастицы использованы в экспериментах, проведенных на биологическом факультете СГУ по фотодинамическому воздействию на патогенную микрофлору. Определены характерные времена облучения лазерным светом, за которые происходит подваление роста микрофлоры.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. С.П. Губин, Ю.А.Кокшаров, Г.Б. Хомутов, Г.Ю. Юрков Магнитные наночастицы: методы получения, строение и свойства // Успехи химии, 74 6 2005

2. А. Г. Першина, А. Э. Сазонов, И.В. Мильто Использование магнитных наночастиц в медицине // Бюллетень сибирской медицины, № 2, 2008

3. Molday R.S., Mackenzie D. Immunospecific ferromagnetic iron-dextran reagents for the labeling and separation of cells // J. of Immunological Methods. 1982. V. 52. P. 353—367.

4. R. Hergt, S. Dutz, R. Müller, M. Zeisberger Magnetic particle hyperthermia: nanoparticle magnetism and materials development for cancer therapy // Journal of Physics: Condensed Matter 18 (2006)

5. X-H. Peng, X. Qian, H. Mao Targeted magnetic iron oxide nanoparticles for tumor imaging and therapy // International Journal of Nanomedicine 3(3) 311-321, 2008

6. Lladi Merhari Hybrid nanocomposites for nanotechnology: electronic, optical, magnetic and biomedical applications // Springer Science+Buisness Media LCC (2009)

РАЗРАБОТКА ПРОГРАММНОГО ОБЕСПЕЧЕНИЯ ДЛЯ ЭКСПЕРИМЕНТОВ ПО ОБРАБОТКЕ ПОВЕРХНОСТЕЙ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ УСТРОЙСТВ STANDA 8MT175-50

Д.С. Митрошенков, С.С. Усков

Самарский государственный аэрокосмический университет имени академика С.П. Королёва (национальный исследовательский университет)
mds_mitri4@mail.ru

АННОТАЦИЯ

В работе описывается создание новой программной оболочки для устройства Standa 8MT175-50 управляемого посредством контроллера 8SMC1-USBhF, позволяющей осуществлять перемещение объекта в плоскости. Для работы с данным оборудованием использовалась поставляемая динамическая библиотека USMCDLL.dll. Производилась ее адаптация для использования в объектно-ориентированной среде при помощи библиотеки-обёртки, разработанной на C++. Интерфейс создавался с применением технологии Windows Presentation Foundation. Программа интегрирована в установку для лазерной абляции твердого тела в жидких средах.

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время существует множество методов обработки поверхностей (термомеханические, химические, лазерные и другие) [1]. Для проведения экспериментов, связанных с лазерной модификацией поверхностей, применяются различные методы прохода лучей по образцу. Таковыми являются система изменения направления лазерного излучения при помощи системы отражателей (дефлекторов) [2], и непосредственное изменение положения обрабатываемого объекта с использованием автоматизированных манипуляторов [3]. Первый способ накладывает ограничения по плотности энергии лазерного излучения, однако отличается высокой точностью.

Для экспериментов по лазерной абляции металлов в жидких средах и использованием лазерного излучения ультракороткой длительности обычно используют XY подвижки на основе моторизированных столов [4].

Для автоматизации процесса обработки образцов в лаборатории лазерной сварки Самарского филиала ФИАН используются второй способ, осуществляемый посредством приобретенного моторизированного XY столика, способного перемещаться в 2-х плоскостях, собранного на основе двух устройств Standa 8MT175-50 и управляемым посредством контроллера 8SMC1-USBhF.Однако, программное обеспечение, поставляемое с данными приборами в базовой комплектации, оказалось не достаточно функциональным и удобным для экспериментальной работы, а цена предлагаемых компанией Standa решений оказалась сопоставима с ценой самих устройств. Поэтому было решено создать новую программную оболочку для работы с данным оборудованием. В качестве основы приложения использовалась динамическая библиотека USMCDLL.dll, поставляемая в комплекте [5]. В ходе разработки она была адаптирована для использования в объектно-ориентированной среде при помощи библиотеки-обёртки, написанной на языке C++. Поскольку данную программу предполагалось использовать на компьютерах с ОС семейства Windows, было принято решение создать интерфейс с использованием передовой на сегодняшней день технологии Windows Presentation Foundationи языка программирования C#.

2. МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ РАЗРАБОТКИ

Разработка осуществлялась для 2D манипулятора, собранного на основе устройств Standa 8MT175-50 (Рис. 1) и управляемым посредством контроллера 8SMC1-USBhF (Рис. 2). Разрешение полного шага в данной сборке составляет 5 мкм, с возможностью дробления на ½, ¼ и $^1/_8$ шага.

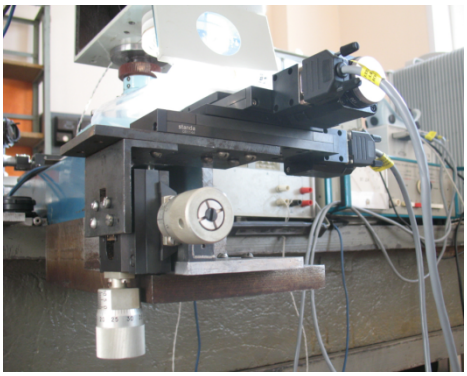


Рис. 1. Интеграция Standa 8MT175-50 в действующую установку по лазерной абляции в жидких средах



Рис. 2. Печатная плата контроллера 8SMC1-USBhF

Поставляемое программное обеспечение (программа SMCVieW), обладая минимальной функциональностью, не имеет возможности задавать сложные последовательности команд манипуляторам, а так же синхронизировать их друг с другом. Производителем было рекомендовано произвести самостоятельную разработку нужного функционала в среде LabView. Однако данная среда является непростой в освоении при отсутствии опыта в программировании и не обладает широкими возможностями в создании интерфейсов.



Рис. 3. Диалоговое окно программы SMCVieW

Для проведения экспериментов по лазерной абляции твердого тела в жидких средах в лаборатории лазерной сварки СФ ФИАН требовалось обеспечить точное управление устройством с возможностью движения по сложным траекториям. Поэтому целью данной работы было создание качественно новой, специализированной программной среды для работы с манипулятором.

В качестве фундамента разработки была выбрана поставляемая с устройством динамическая библиотека USMCDLL.dll и соответствующий ей драйвер MicroSMC.exe. Функции данных средств обеспечивают минимальный необходимый функционал для осуществления операций с уст-

ройством (движение по прямым, получение состояния, задание параметров) [5]. Для облегчения дальнейшей работы с ними в объектно-ориентированной среде было решено создать библиотеку-обёртку на C++ (USMCdriverLib.dll), содержащую два базовых класса:

- Device– инкапсулирует работу с драйверами, параметрами устройства, синхронизацией
- Line - элементарная команда движения по прямой линии с заданной скоростью и параметрами (координаты, плавный старт, компенсация мертвого хода моторов и т.д.)

С целью дальнейшего расширения функциональности и оптимизации работы с устройством, была создана дополнительная библиотека-обёртка на C# (USMClib.dll), содержащая базовые классы:

- Devices – инкапсулирует работу с параметрами устройства
- BaseLine – реализует работу с линиями
- BaseRectangle – реализует работу с прямоугольниками

Общая схема программы приведена на рис. 4.

Интерфейс программы был создан с использованием технологии WindowsPresentationFoundationи языка программирования C#. Для корректной работы программы данная технология требует установленной платформы NET Framework 4 Extended. В интерфейсной библиотеке были разработаны алгоритмы трансляции изображённой на поле траектории в последовательность команд движения. Также была реализована возможность настройки устройства (управление питанием, установка максимальной температура, максимального количества пропущенных шагов и т.д.). В строке состояния и во вкладке Устройство -> Состояние отображаются текущие параметры устройства (положение, температура и прочие).

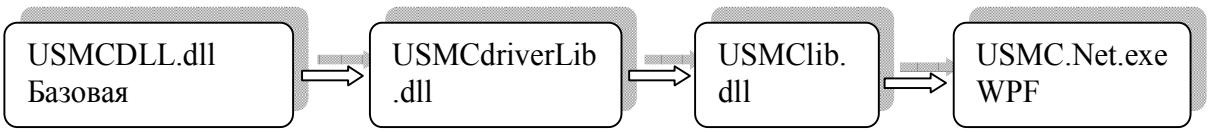


Рис. 4. Структура программы

Для задания необходимой траектории движения требуется выбрать элемент (прямоугольник или прямая) и расположить на поле. Для облегчения расположения имеется возможность масштабирования поля и отображения на нём координатной сетки (Вид -> Сетка). Каждый последующий

элемент начинается от конца предыдущего с целью обеспечения непрерывности движения. У объектов можно задавать определённые параметры. Прямым могут быть заданы конечная точка, скорость движения, делитель и синхронизация. Прямоугольникам помимо этого может быть задан шаг и направление обхода. Для отслеживания текущих событий предусмотрено ведение лога (Вид -> Лог).

Движение устройства может быть остановлено при помощи меню Инструменты -> Стоп. При возникновении неполадок, связанных с потерей связи с устройством необходимо произвести перезапуск процесса драйвера нажатием кнопки Инструменты -> Перезапустить MicroSMC.exe.

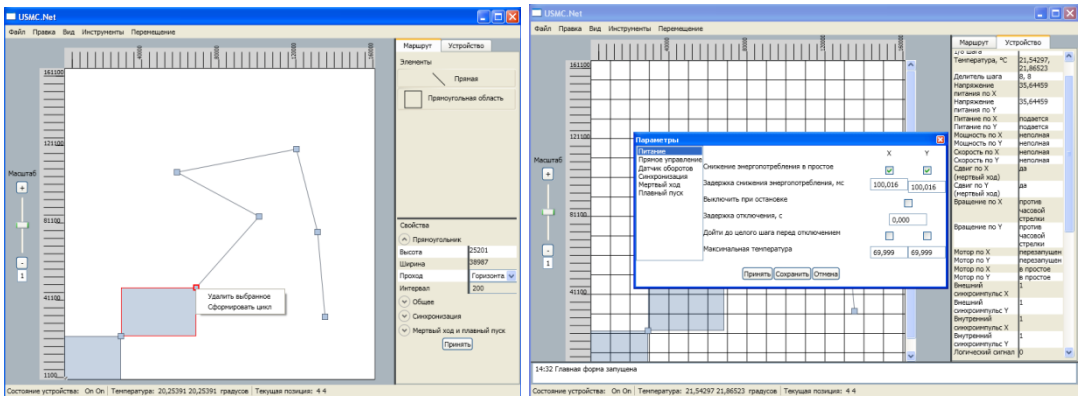


Рис. 4 Интерфейс программы USMC.Net

Следует особо отметить выявленные недостатки самого устройства и базового программного обеспечения. Изучение рекомендуемой среды разработки LabView занимает немало времени и отвлекает экспериментаторов от основной работы. Кроме того, данная среда не позволяет создавать интерфейсы с расширенными возможностями (отображение комплексных элементов траектории и т.д.). Исходя из этих фактов, а также высокой цены на разработку готовых программных решений, запрашиваемой компанией Standa, можно сделать заключение о затруднительности оперативного внедрения их оборудования в экспериментальный процесс.

Нарекания так же вызвали некоторые аспекты эксплуатации контроллера 8SMC1-USBhF. В частности, используемый разъём USB хоть и обладает универсальными возможностями по подключению к различным устройствам, однако отличается слабой фиксацией контакта в самом контроллере, в результате чего наблюдается частая потеря связи с манипулятором. Поэтому в стационарных лабораторных условиях предпочтительней было

бы использовать разъём RS-232 или же необходимо обеспечить более надёжное крепление.

3. Заключение

В результате проведённой работы создано приложение с интуитивно-понятным графическим интерфейсом, реализующим нужный функционал для осуществления экспериментов по лазерной обработке поверхностей для моторизированного стола, собранного на основе устройств Standa 8MT175-50. Реализовано задание траектории, состоящей из прямых с различными параметрами (скорость, шаг мотора) для каждой отдельной линии; появилась возможность обхода прямоугольной области с различным шагом и направлением движения; все настройки были сгруппированы по категориям и отображены в соответствующих меню. При работе программы можно видеть непосредственное местоположение устройства в данный момент на траектории, а также диагностическую информацию.

В дальнейшем предполагается расширить функционал разработки, в частности добавить более сложные элементы траектории, к примеру, кривые Безье и дуги эллипсов, а так же более гибкую систему синхронизации с внешними устройствами.

Список литературы

1. 1.Зенин Б.С., Овечкин Б.Б. Современные технологии модификации поверхности и нанесения покрытий: Учебное пособие. – Томск, 2008. 75 с.

2. Сапрыкин Л.Г., Миленький М.Н. Лазерные машины нового поколения в производстве электронных компонентов. Электроника: Наука, Технология, Бизнес 3/2004

3. Бармина Е.В., Стратакис Э., Фотакис К., Шафеев Г.А. Генерация наноструктур при лазерной абляции металлов в жидкостях: новые результаты. Квантовая электроника, 40, № 11, 2010

4. Kazakevich P.V., Simakin A.V., Shafeev G.A. Laser burning of gap in spectrum of plasmon resonance of gold nanoparticles. Physics of Wave Phenomena Vol. 13. Number 4, 2005, pp. 173 - 179

5. http://www.standa.lt/files/usb/8SMC1-USBhF%20User%20Manual.pdf 8SMC1-USBhF 1.5A Microstep Driver with USB Interface User Manual

СЕКЦИЯ АСПИРАНТОВ И МОЛОДЫХ СПЕЦИАЛИСТОВ

ЧИСЛЕННОЕ РЕШЕНИЕ ВОЛНОВОГО УРАВНЕНИЯ ДЛЯ МОДЕЛИРОВАНИЯ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ПЛАНАРНОМ ВОЛНОВОДЕ С ПЕРЕМЕННЫМ КОЭФФИЦИЕНТОМ ПРЕЛОМЛЕНИЯ

Е.С. Козлова

Учреждение Российской академии наук
Институт систем обработки изображений РАН
kozlova.elena.s@gmail.com

АННОТАЦИЯ

В работе найдено аналитическое решение волнового уравнения для тестового примера. Достигнута погрешность численного решения, полученного с помощью разработанной конечно-разностной схемы, равная 1,24% в сравнении с аналитическим решением, а так же погрешность равная 2% при сравнении с результатами коммерческого пакета FullWave. Получено ускорение разработанной программы в среднем в 15 раз по сравнению с пакетом FullWave.

1. ВВЕДЕНИЕ

Наиболее точное описание электромагнитного поля в среде дает система уравнений Максвелла [1]. Для ее численного решения используется метод FDTD, на котором основано множество различных пакетов, например коммерческий FullWave. Однако, зачастую решение такой системы является очень трудоемким процессом, поэтому для используется более простая модель – волновое уравнение, являющееся суть следствием системы уравнений Максвелла[2].

Рассмотрим планарный волновод, грани которого выполнены из материала, идеально поглощающего излучение. На вход волновода подается электромагнитный импульс, но в начальный момент времени источник выключен. Запишем математическую модель представленной задачи:

$$
\begin{cases}
n^2 \dfrac{\partial^2 E}{\partial \tau^2} = \dfrac{\partial^2 E}{\partial z^2} + \dfrac{\partial^2 E}{\partial x^2}, \;\; x \in \left(-\dfrac{l_x}{2}, \dfrac{l_x}{2} \right), \;\; z \in (0, l_z), \;\; \tau \in (0, T]; \\
E\big|_{x=-l_x/2} = E\big|_{x=l_x/2} = 0, \;\; z \in (0, l_z), \;\; \tau \in (0, T]; \\
E\big|_{z=0} = \psi(x, \tau), \;\; x \in \left(-\dfrac{l_x}{2}, \dfrac{l_x}{2} \right), \;\; \tau \in (0, T]; \\
E\big|_{z=l_z} = 0, \;\; x \in \left(-\dfrac{l_x}{2}, \dfrac{l_x}{2} \right), \;\; \tau \in (0, T]; \\
E\big|_{\tau=0} = 0, \;\; x \in \left[-\dfrac{l_x}{2}, \dfrac{l_x}{2} \right], \;\; z \in [0, l_z]; \\
\left. \dfrac{\partial E}{\partial \tau} \right|_{\tau=0} = 0, \;\; x \in \left[-\dfrac{l_x}{2}, \dfrac{l_x}{2} \right], \;\; z \in [0, l_z],
\end{cases}
\tag{1}
$$

где n – коэффициент преломления; E – напряженность электрического поля, В/м; x и z – пространственные координаты, мкм; τ – аналог времени t, за которое волна пройдет расстояние ct, мкм; c – скорость света, м/с; l_x и l_z – ширина и длина волновода соответственно, мкм; T – время распространения излучения, мкм; $\psi(x, \tau)$ – напряженность электрического поля на входе в волновод в момент времени τ, В/м.

Построим на равномерной сетке явную конечно-разностную схему для решения второй краевой задачи (1):

$$
\begin{cases}
\Lambda_\tau \hat{E}_{ij}^k = \dfrac{1}{n_{ij}^2} \Lambda_x \hat{E}_{ij}^k + \dfrac{1}{n_{ij}^2} \Lambda_z \hat{E}_{ij}^k, \;\; i = \overline{1, I-1}; \;\; j = \overline{1, J-1}; \;\; k = \overline{1, K-1}; \\
\hat{E}_{ij}^k \Big|_{i=0} = \hat{E}_{ij}^k \Big|_{i=I} = 0, \;\; j = \overline{1, J-1}, \;\; k = \overline{2, K}; \\
\hat{E}_{ij}^k \Big|_{j=0} = \hat{\psi}_i^k, i = \overline{1, I-1} \;\;, \;\; k = \overline{2, K}; \\
\hat{E}_{ij}^k \Big|_{j=J} = 0, \;\; i = \overline{1, I-1}, \;\; k = \overline{2, K}; \\
\hat{E}_{ij}^k \Big|_{k=0} = 0, \;\; i = \overline{0, I}, \;\; j = \overline{0, J}; \\
\left. \dfrac{\hat{E}_{ij}^{k+1} - \hat{E}_{ij}^k}{h_\tau} \right|_{k=0} = 0, \;\; i = \overline{0, I}, \;\; j = \overline{0, J},
\end{cases}
\tag{2}
$$

где $\hat{E}_{ij}^{k}$ – сеточная функция, взятая в узле (i,j,k); $\Lambda\hat{E}_i = \dfrac{\hat{E}_{i+1} - 2\hat{E}_i + \hat{E}_{i-1}}{h^2}$ – разностный оператор Лапласа; *I, J, K* – количество интервалов разбиения по переменным *x, z,* τ; $h_x = \dfrac{l_x}{I}$, $h_z = \dfrac{l_z}{I}$, $h_\tau = \dfrac{T}{I}$ – шаги аппроксимации.

Представленная конечно-разностная схема (2) обладает вторым порядком аппроксимации по всем шагам дискретизации и является условно сходящейся [3].

2. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

Численное моделирование проводилось с помощью программы разработанной на Matlab 10.0a и реализующей конечно-разностную схему (2). Погрешность анализировалась в среднеквадратической норме.

Зададим граничное условие $\psi(x,\tau)$ следующим образом:

$$\psi(x,\tau) = \sin\omega\tau \cdot \cos\left(\frac{\pi}{l_x}x\right), \tag{3}$$

где $\omega = \dfrac{2\pi}{\lambda_0}$ – несущая частота; λ_0 – длина волны в свободном пространстве.

Найдем с помощью метода разделения переменных Фурье аналитическое решение краевой задачи. Оно представимо в следующем виде:

$$E(x,z,\tau) = \frac{2}{\pi}\cos\frac{\pi x}{l_x}\sum_{m=1}^{M}\frac{1+B}{m\gamma}\left(\gamma\sin\omega\tau - n\omega\sin\frac{\gamma\tau}{n}\right)\sin\frac{\pi m z}{l_z}, \tag{4}$$

где $\gamma = \sqrt{\left[\dfrac{\pi}{l_x}\right]^2 + \left[\dfrac{\pi m}{l_z}\right]^2}$ – собственные числа оператора Лапласа по переменной τ; $B = \dfrac{n^2\left(\omega^2 n^2 l_x^2 - \pi^2\right)}{l_x^2\left(\gamma^2 - \omega^2 n^2\right)}$, *M* – количество элементов суммирования.

Ряд (4) имеет особенность при $\gamma = \omega n$ и сходится достаточно медленно.

На рисунке 1 приведен результат сравнения численного решения схемы (2) и аналитического решения (4), полученный при следующих параметрах моделирования: *I*=30, *J*=250, *K*=9000, $l_x = 3$ мкм, $l_z = 10$ мкм, *T*=*8* мкм, $\lambda_0 = 1$ мкм, $n = 1$.

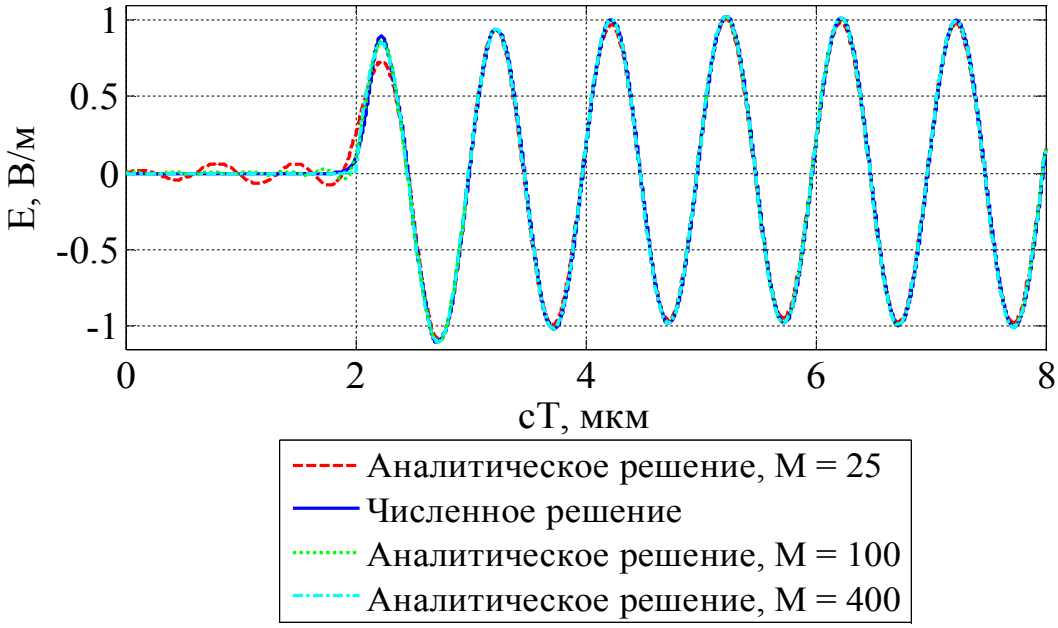


Рис. 1. Электрическая напряженность в точке (x,z) = (0,2)

На рисунке 1 мы видим, что с увеличением количества членов ряда ряд (4) медленно сходится к численному решению. При M = 25 погрешность численного моделирования около 15,07%, а при M = 400 не более 1,24%.

Зададим граничное условие $\psi(x,\tau)$ следующим образом:

$$\psi(x,\tau) = g_{up}(\tau)\cdot g_{down}(\tau)\cdot \sin\omega\tau\cdot\cos\frac{\pi x}{l_x}, \qquad (5)$$

где $g_{up}(\tau) = \begin{cases} \sin\left(\dfrac{\pi}{2\tau_u}\tau\right), & \tau\in[0,\tau_u); \\ 1, & \tau\in(\tau_u,T], \end{cases}$ – функция вхождения сигнала;

$g_{down}(\tau) = \begin{cases} 1, & \tau\in[0,\tau_s-\tau_d); \\ \cos\left(\dfrac{\pi[\tau_s-\tau]}{2\tau_d}\right), & \tau\in(\tau_s-\tau_d,\tau_s], \end{cases}$ – функция затухания сигнала;

τ_u – время нарастания амплитуды сигнала; τ_d – время спада амплитуды сигнала; τ_s – время подачи сигнала.

На рисунках 2 – 3 приведено сравнение результатов численного моделирования, полученных с помощью разработанной программы и пакета FullWave и рассчитанных при следующих параметрах моделирования: $l_x = 3$ мкм, $l_z = 10$ мкм, T=8 мкм, $\lambda_0 = 1$ мкм, n = 1, $\tau_d = 0$ мкм, $\tau_s = 40$ мкм.

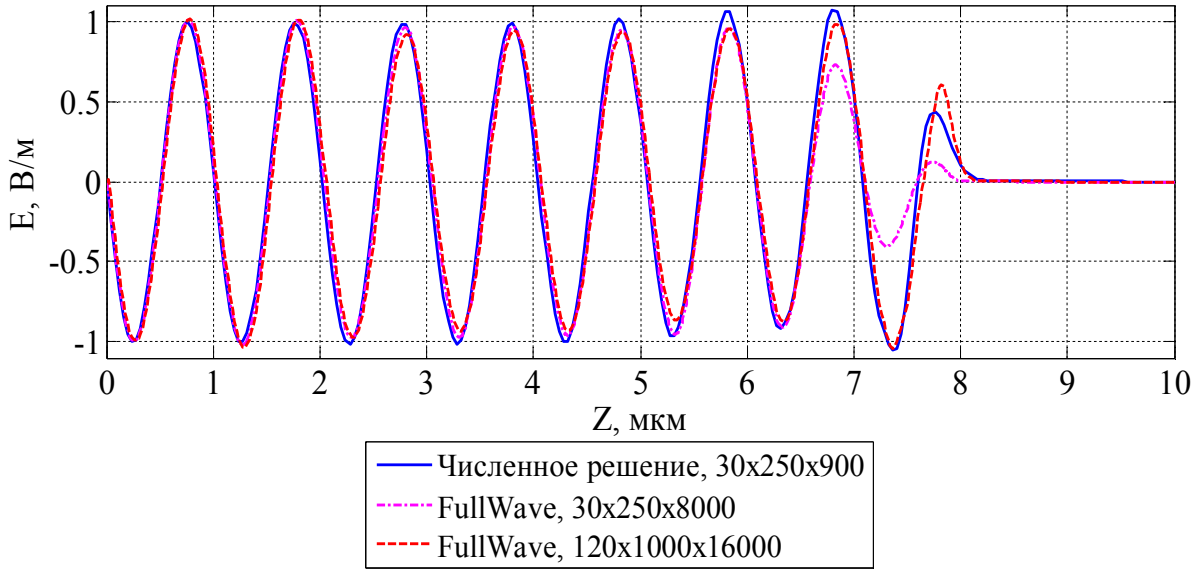


Рис. 2. Электрическая напряженность в точке x = 0 мкм, t = 3 пс, $\tau_u = 0$ мкм

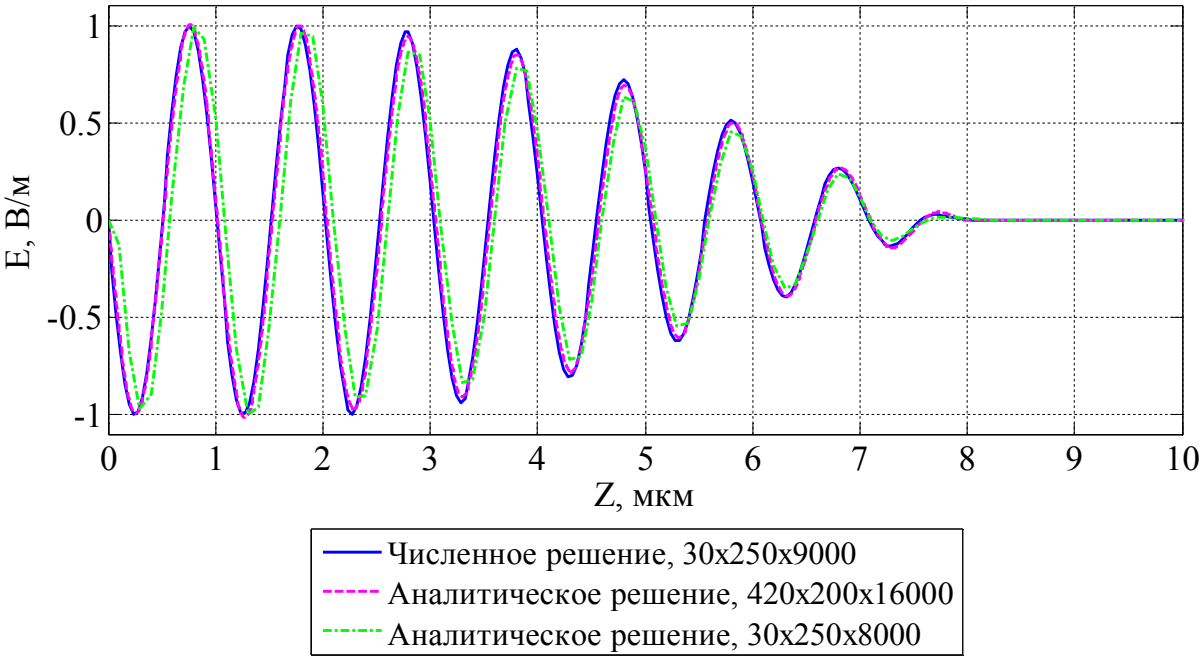


Рис. 3. Электрическая напряженность в точке x = 0 мкм, t = 3 пс, $\tau_u = 5$ мкм

Из рисунка 2 видно, что погрешность численного моделирования для крупной сетки составляет около 23,38% , а для мелкой сетки около 7,09 %. Из рисунка 3 видно, что погрешность численного моделирования для крупной сетки составляет около 21,52%, а для мелкой сетки не более 2 %.

Анализируя полученные результаты, можно сделать ввод, если сигнал входит достаточно резко, то для метода FDTD необходимо применение мелких сеток, чтобы получить устоявшееся решение. Применяемая же ко-

нечно-разностная схема одинаково хорошо работает для любого типа вхождения сигнала и при этом позволяет достигнуть устойчивого результата на более крупных сетках, что в свою очередь приводит к сокращению времени расчета в 10 – 20 раз.

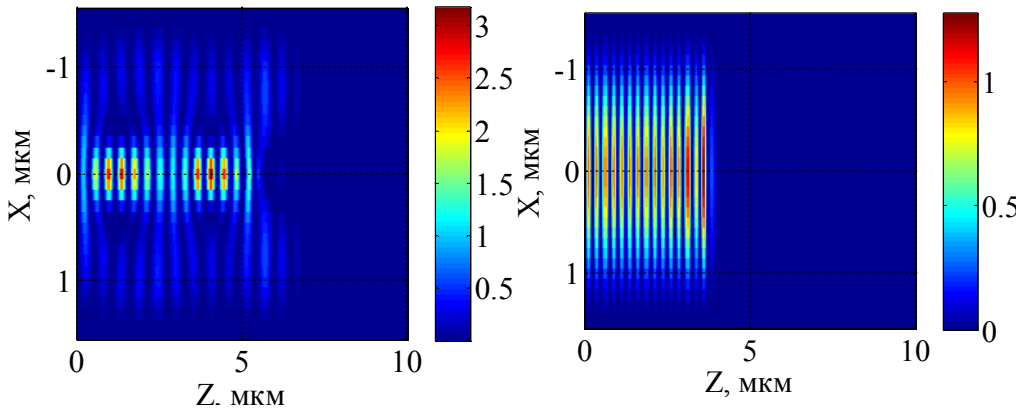
Пусть коэффициент преломления является зависимым от пространственных координат. Вычисления будем проводить на вышеуказанных параметрах, а на вход подавать распределение, заданное формулой (3).

Параболический профиль:

$$n^2(x)=\begin{cases} n_2^2, & x\in\left[-\frac{l_x}{2},-a\right)\cup\left(a,\frac{l_x}{2}\right]; \\ n_1^2\left(1-\frac{n_1^2-n_2^2}{n_1^2}\cdot\frac{x^2}{a^2}\right), & x\in[-a,a]. \end{cases} \tag{6}$$

Ступенчатый профиль:

$$n^2(z)=\begin{cases} n_1^2, & z\in[0,a); \\ n_2^2, & z\in[a,l_z]. \end{cases} \tag{7}$$



а) *б)*

Рис. 4. Интенсивность: а) Параболический профиль: а = 0,5 мкм, $n_1^2=2, n_2^2=1$;

б) Ступенчатый профиль: а = 4 мкм , $n_1^2=1, n_2^2=6$

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате выполнения работы получены следующие результаты:

1. Для тестового примера найдено аналитическое решение волнового уравнения в виде ряда Фурье (4). Вследствие медленной сходимости ряда для получения точного решения необходимо суммировать не менее 300-400 членов ряда.

2. Разработана явная конечно-разностная схема. При тестировании разработанной схемы на примере, допускающем аналитическое решение, получена погрешность равная 1,24%.

3. Экспериментально установлено, что качество работы применяемой явной схемы не зависит от типа вхождения сигнала.

4. Проведено сравнение численных решений, полученных с помощью разработанной программы и коммерческого пакета FullWave. Достигнута погрешность равная 2 %.

5. При сравнении скорости работы разработанной программы и пакета FullWave получено ускорение в среднем в 15 раз.

6. При моделировании распространения электромагнитного излучения в волноводе с параболическим профилем наблюдаются эффекты фокусировки и дефокусировки излучения. При моделирование ступенчатого профиля по z наблюдается практически полное отражение волны от стенки. Данные результаты хорошо согласуются с электромагнитной теорией.

Полученные результаты могут быть применены для дальнейшего изучения процесса распространения электромагнитного излучения в среде.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1973. – 720 с.

2. Неганов В.А., Раевский С.Б., Яровой Г.П. Линейная макроскопическая электродинамика. М.: Радио и связь, 2000. – Т. 1. – 509с.

3. Самарский А.А. Численные методы. М: Наука, 1958. – 812 с.

4. Виноградова М.Б., Руденко О.В., Сухоруков А.П. Теория волн. М: Наука, 1979. – 385 с.

5. Адамс М. Введение в теорию оптических волноводов. М: Мир, 1984. – 512 с.

МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ШЕРОХОВАТОСТИ ПОВЕРХНОСТИ ОПТИЧЕСКИ НЕПРОЗРАЧНЫХ ДЕТАЛЕЙ ВОЗДУШНОГО СУДНА ПРИ ЗОНДИРОВАНИИ СПИРАЛЬНЫМИ ПУЧКАМИ ИЗЛУЧЕНИЯ

П.В. Павлов[1], А.Н. Малов[2], Н.В. Петров[3], А.В. Ружников[1]

[1]Военный авиационный инженерный университет (г. Воронеж)
[2]ООО «Технологии прогресса»
[3]Санкт-Петербургский Государственный университет информационных технологий, механики и оптики (ГУ ИТМО)
pashok8208@mail.ru

АННОТАЦИЯ

В работе обсуждаются результаты численного моделирования и экспериментального исследования использования метода спекл-структур оптического излучения с применением в качестве зондирующего волнового фронта спиральных пучков для оценки параметров шероховатости оптически непрозрачных деталей. Дана оценка эффективности их применения.

1. ВВЕДЕНИЕ

Для продления ресурса и увеличения сроков службы воздушных судов (ВС) промышленностью и заводами изготовителями выпущен ряд нормативных документов и бюллетеней в которых устанавливается перечень допустимых повреждений и дефектов агрегатов, узлов и деталей ВС, с которыми разрешается их дальнейшая эксплуатация. Согласно данным документам весь перечень работ должен проводиться с применением оптических методов неразрушающего контроля, а именно оптико-визуального, результат их измерения напрямую связан с субъективной человеческой составляющей, так как окончательное заключение зависит от возможностей человеческого зрения.

С появлением лазеров были разработаны новые методы бесконтактной диагностики. Преимуществами данных методов стали высокая информативность, бесконтактность, высокое быстродействие. Анализ достоинств и недостатков лазерных методов неразрушающего контроля (НК) и наличие современной элементной базы (ПЗС-матрицы, лазерные диоды, компьютеры) показал, что самым оптимальным является метод спекл-структур оптического излучения (МССОИ) [1].

Для исследования степени шероховатости поверхности в лазерной диагностике, как правило, применяются «гладкие» волновые фронты – плоские или сферические, при отражении и дифракции которых формируются спекл-изображения, корреляционный анализ которых позволяет получить соответствующие статистические характеристики объекта.

С целью получения большего объема данных о структуре объекта или для детализации формы рельефа целесообразно использовать зондирующие пучки со сложноструктурированными волновыми фронтами со спиральной фазовой поверхностью. Это стало возможным после создания дифракционных оптических элементов (ДОЭ) со сложным профилем зон. ДОЭ позволяют сформировать пучки, которые сохраняют свою форму при распространении и фокусировке, и могут иметь весьма разнообразную структуру распределения интенсивности [2, 3]. Таким образом, данное свойство спиральных пучков позволяет весьма гибко менять их форму при сохранении структурной устойчивости, что представляет существенный интерес для лазерной диагностики.

Поэтому, исследование метода спекл-структур оптического излучения с применением спиральных пучков излучения для дефектоскопии элементов ВС является актуальным.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАВНИЯ

При выполнении численного моделирования спиральный пучок был представлен в виде выражения (1) [2]:

$$\mathscr{S}\left(z,\overline{z}\left|\zeta(t),t\in[0,T]\right.\right)=\exp\left(-\frac{z\overline{z}}{\rho^2}\right)\int_0^T\exp\left(-\frac{\zeta(t)\overline{\zeta}(t)}{\rho^2}+\frac{2z\overline{\zeta}(t)}{\rho^2}+\right.$$
$$\left.+\frac{1}{\rho^2}\int_0^t\left(\overline{\zeta}(\tau)\zeta'(\tau)-\zeta(\tau)\overline{\zeta}'(\tau)\right)d\tau\right)\left|\zeta'(t)\right|dt. \qquad (1)$$

Распределение интенсивности и фазы спирального пучка, используемых при моделировании, представлены на рисунке 1.

При оценке шероховатости, представляющей собой трехмерную поверхность сложного вида, то ее можно представить как фазовый объект, фаза которого соответствует высотам рельефа. Поэтому рассмотрим в качестве контролируемой поверхности синусоидальную фазовую решетку, имеющую функцию пропускания [4]:

$$T_d(x,y,z) = \exp[j\frac{\tilde{m}}{2}\sin(2\pi f_0 x)] \quad (2)$$

где $\tilde{m} = 2\pi R_a / \lambda$ − коэффициент модуляции (очевидно, что $\tilde{m}$ непосредственно зависит от величины среднеарифметического отклонения от средней линии профиля R_a); λ − длина волны излучения; f_0 − период решетки.



а) б)

Рис.1. Распределение интенсивности а) и фазы б) спирального пучка, полученные в ходе выполнения численного моделирования

Оценка высотных параметров шероховатости контролируемой поверхности при использовании МССОИ и спиральных пучков осуществлялась по определению автокорреляционной функции распределения интенсивности поля в плоскости наблюдения (радиус корреляции) (3) [5]:

$$\rho(a) = \overline{\left(I - \overline{I}_x\right) \cdot \left(I - \overline{I}_{x+a}\right)} \quad (3)$$

При проведении численных исследований была выявлена важная особенность, характеризующая зависимость величины функции автокорреляции распределения интенсивности поля спирального пучка в плоскости регистрации (рис. 2) от параметров шероховатости контролируемой поверхности: если параметр шероховатости R_a растет, то ширина функции автокорреляции уменьшается и наоборот (рис. 3 а).

$R_a = 0{,}07$ мкм $R_a = 0{,}19$ мкм $R_a = 0{,}27$ мкм $R_a = 0{,}515$ мкм $R_a = 1{,}85$ мкм

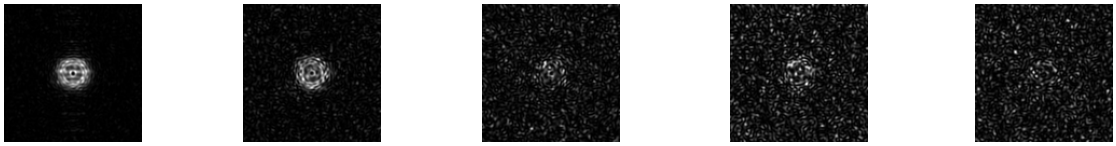


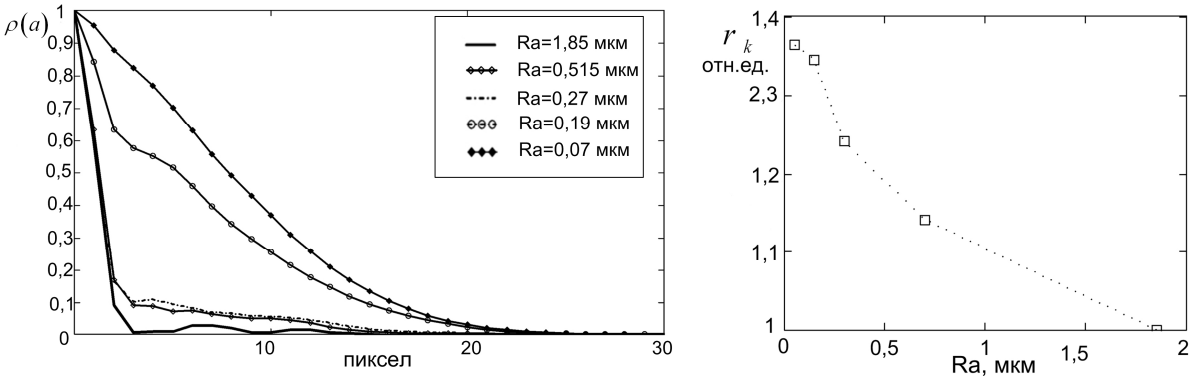
Рис. 2. Результирующие спекл-картины регистрируемые ПЗС-матрицей при зондировании контролируемой поверхности спиральным пучком лазерного излучения с различными параметрами шероховатости R_a

Для наглядности полученных результатов численного моделирования рассчитаем характеристику величины интервала корреляции регистрируе-

мых спекл-картин от параметров шероховатости R_a, воспользовавшись выражением (4)

$$r_k = \frac{\int_0^{\infty} R(r)dr}{R(0)}. \qquad (4)$$

Таким образом, результирующие характеристики примут вид (рис. 3б).



а) б)

Рис. 3. Результаты моделирования: а) – характеристика зависимости функции автокорреляции (радиус корреляции) спекл-картин от параметров шероховатости R_a контролируемой поверхности; б) – характеристика зависимости интервала корреляции спекл-картин от параметров шероховатости R_a

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ ШЕРОХОВАТОСТИ

Для формирования спиральных пучков лазерного излучения использовался фазовый ДОЭ. Внешний вид и схема экспериментальной установки, на которой был реализован процесс зондирования исследуемого объекта, представлен на рисунке 4.

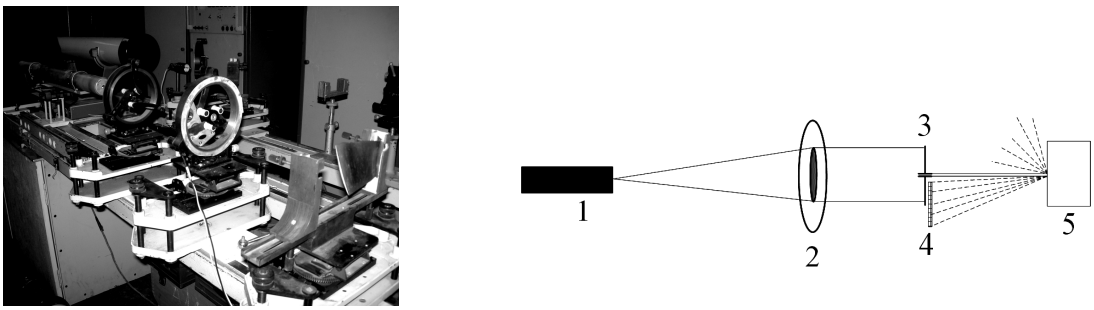


Рис. 4. Внешний вид и схема установки, используемой в эксперименте: 1 – лазер ГН-40; 2 – ДОЭ; 3 – диафрагма; 4 – ПЗС-матрица; 5 – объект исследования (металлический шестигранник, лопатка АД)

В качестве источника когерентного излучения применялся He-Ne лазер ГН-40 с длиной волны λ=630 нм и мощностью 40 мВт. Регистрирующим элементом выступала ПЗС-матрица с разрешением 640×480 *pixels*, позволяющая регистрировать изображения в черно-белых тонах. В качестве объектов исследования были выбрана заготовка в виде металлического параллелепипеда, каждая грань которого была предварительно обработана шлифовальным аппаратом с разными параметрами зернистости и измерены параметры шероховатости при помощи профилометра тип 296. В ходе работы каждая из поверхностей параллелепипеда подвергалась зондированию сначала плоским волновым фронтом, затем спиральным, часть рассеянного излучения фиксировалась матрицей ПЗС-приемника и передавалась в виде цифрового изображения на компьютер, где оно записывалось в виде матрицы действительных значений интенсивности (спекл-картин), далее проводилась корреляционная обработка регистрируемых спекл-картин.

В результате корреляционной обработки определялась функция автокорреляции регистрируемых спекл-картин. Результаты вычислений представлены на рис. 5.

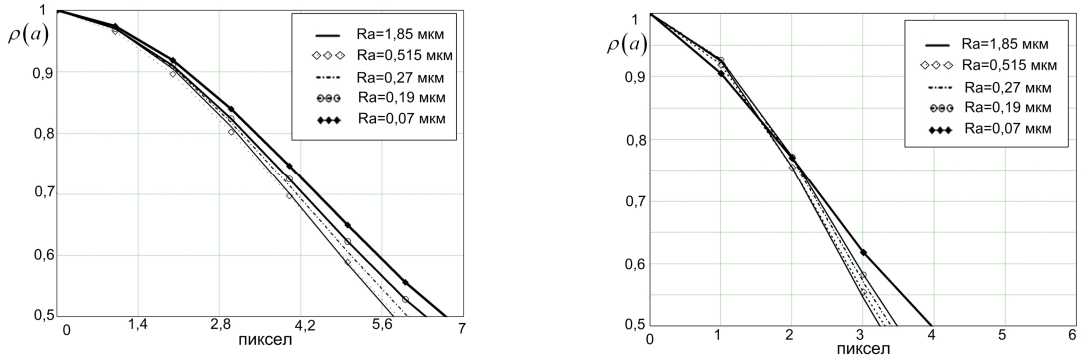


Рис. 5. Результаты корреляционного анализа: функция автокорреляции спекл-картин, регистрируемых при зондировании а) – плоским и б) – спиральным волновым фронтом лазерного излучения

В ходе эксперимента было установлено, что при зондировании контролируемой поверхности плоским и спиральным волновым фронтом величина функции автокорреляции спекл-картины, регистрируемой в процессе зондирования от каждой грани параллелепипеда, непосредственно зависит от параметра ее шероховатости R_a, что отчетливо наблюдается на графиках функции автокорреляции (рис. 5.), чем больше R_a, тем меньше

ширина функции автокорреляции (радиус корреляции) спекл-картины и наоборот.

Для определения эффективности использования в качестве зондируемого спирального волнового фронта рассчитаем характеристику интервала корреляции (4) спекл-картин, зарегистрированных при измерении параметров шероховатости исследуемого параллелепипеда.

По результатам эксперимента (рис. 6.) видно, что тангенс угла наклона кривой возрастает, следовательно, прирост сигнала на единицу изменения шероховатости растет, что и говорит о повышении чувствительности и разрешающей способности системы. Чувствительность определяется, как обычно, отношением прироста сигнала при изменении шероховатости на 0,1 мкм.

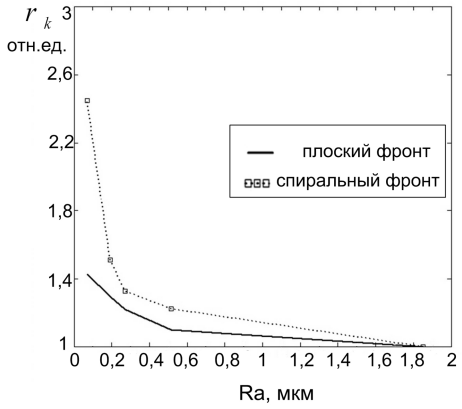


Рис. 6. График зависимости интервала корреляции регистрируемых спекл-картин в процессе определения параметров шероховатости при зондировании плоским и спиральным волновым фронтом излучения

Результаты эксперимента подтверждают, что при использовании в качестве зондируемого волнового фронта спирального на участках измерения параметров шероховатости $R_a < 0{,}3$ мкм чувствительность системы возрастает на 40 % , что позволяет расширить диапазон измерения параметров R_a и тем самым увеличить разрешающую способность системы.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, применение в качестве зондируемого волнового фронта спирального в МССОИ для оценки параметров шероховатости деталей ВС подтверждают свою эффективность, что подтверждается результатами, полученными в ходе численного моделирования и экспериментальным путем. Это позволяет приступить к разработке портативных, мо-

бильных устройств, позволяющих производить весь комплекс операций по неразрушающему контролю деталей ВС на высоком технологическом уровне, предусмотренной нормативной документацией.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарят В.В. Котляра за помощь в подготовке проведения работ по выполнению экспериментальной части исследования.

Работа выполнена в рамках государственного контракта ГК 14.740.12.08.41.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Франсон М. Оптика спеклов. М. Мир, 1980. − 172 с.
2. Абрамочкин Е.Г., Волостников В.Г. Современная оптика гауссовых пучков. – М.: Физматлит, 2010. − 184 с.
3. Дифракционная компьютерная оптика / под ред. В.А.Сойфер. М., Физматлит, 2007. − 737 с.
4. Гудмен Дж. Введение в Фурье-оптику. М.Мир, 1970. − 364 с.
5. Кульчин Ю.Н. Адаптивные методы обработки спекл-модулированных оптических полей / Ю.Н. Кульчин, О.Б. Витрик, А.А Камшилин, Р.В. Ромашко. − М.: Физматлит, 2009. – 288 с.

ФОРМИРОВАНИЕ ФОКУСА С СУБВОЛНОВЫМ ДИАМЕТРОМ И УВЕЛИЧЕННОЙ ГЛУБИНОЙ С ПОМОЩЬЮ БИНАРНОГО АКСИКОНА

С.С. Стафеев

Самарский государственный аэрокосмический университет им. ак. С.П.Королева (национальный исследовательский университет)
sergey.stafeev@gmail.com

АННОТАЦИЯ

В данной работе нами экспериментально с помощью сканирующего ближнепольного оптического микроскопа, а также численно с помощью метода FDTD исследовалась фокусировка линейно поляризованного гауссова пучка с помощью бинарного микроаксикона с периодом 800нм, диаметром 14мкм и глубиной рельефа 465нм. Экспериментально было показано, что такой бинарный микроаксикон позволяет сформировать фокусное пятно с диаметром по полуспаду интенсивности FWHM=0,58λ (теоретическое значение диаметра FWHM=0,54λ). Глубина фокусировки при этом составляет DoF=5,6λ.

1. ВВЕДЕНИЕ

Впервые использование аксиконов в оптических схемах было предложено в 1954 году [1]. Интерес к аксикону не угасает до сих пор, однако ранее практически не рассматривался вопрос применения аксиконов для фокусировки света с целью преодоления дифракционного предела. Лишь в работе [2] аксикон использовался для субволновой фокусировки лазерного света. В работе [2] экспериментально с помощью аксикона с числовой апертурой NA=0,67 формировался радиально-поляризованный пучок Бесселя, который затем регистрировался в слое PMMA-DR1. Было показано, что диаметр пучка по полуспаду интенсивности равен FWHM = 0,62λ (без использования среды PMMA-DR1диаметр был бы равен FWHM = 0,89λ). В случае пучка Бесселя с круговой поляризацией диаметр уменьшался до FWHM = 0,60λ.

Ранее в большом количестве статей [3-6] сообщалось об увеличенной глубине фокусировки при использовании бинарных фазовых дифракционных элементов (ДОЭ) подобных аксикону. Так в [3] численно показано,

что пятикольцевой ДОЭ, помещенный перед линзой с числовой апертурой NA=0,95 и освещаемый радиально-поляризованным Бессель-Гауссовым пучком, формирует фокус с диаметром FWHM=0,43λ и глубиной DOF=4λ. Похожие исследования проведены в [4] только вместо пятикольцевого ДОЭ используется четырехкольцевой. С использованием линзы со сферическими аберрациями (линзовый аксикон) удалось получить еще лучшие характеристики фокального пятна: FWHM=0,395λ и DOF=6λ [5]. В [6] используя радиально-поляризованный Бессель-Гауссовый пучок, ограниченный кольцевой апертурой, и микролинзу (NA=0,95) экспериментально наблюдалось фокальное пятно с диаметром FWHM=0,61λ (теоретическое значение составляло FWHM=0,4λ). Необходимо отметить, что в этих статьях [3-6] использовалась фокусировка в дальней зоне (в фокусе линзы).

В данной работе нами экспериментально с помощью сканирующего ближнепольного оптического микроскопа, а также численно с помощью метода FDTD исследовалась фокусировка линейно поляризованного гауссова пучка с помощью бинарного микроаксикона с периодом 800нм, диаметром 14мкм и глубиной рельефа 465нм (числовая апертура микроаксикона равна NA = 0,665). Экспериментально было показано, что такой бинарный микроаксикон позволяет сформировать фокусное пятно с диаметром по полуспаду интенсивности FWHM=0,58λ (теоретическое значение диаметра FWHM=0,54λ). Глубина фокусировки при этом составляет DoF=5,6λ. Такие типы пучков могут найти применение в оптических микроманипуляциях [7], оптической микроскопии [8], и ускорении частиц [9].

2. ЭКСПЕРИМЕНТ

Бинарный аксикон был изготовлен по технологии электронной литографии из резиста ZEP520A (показатель преломления резиста n = 1,5) на электронном микроскопе ZEISS GEMINI с литографической приставкой RAIT ELPHY PLUS. На рис. 1 показано изображение исследуемого аксикона.

Экспериментальные исследования проводились с помощью сканирующего ближнепольного оптического микроскопа Ntegra Spectra (NT-MDT). Исследовалось прохождение линейно-поляризованного Гауссова пучка с длиной волны 0,532 мкм через бинарный аксикон. На рисунке 2 показано изображение кантилевера с отверстием 100 нм, который использовался для измерений. Отверстие показано на рисунке 2б горизонтальным светлым отрезком.

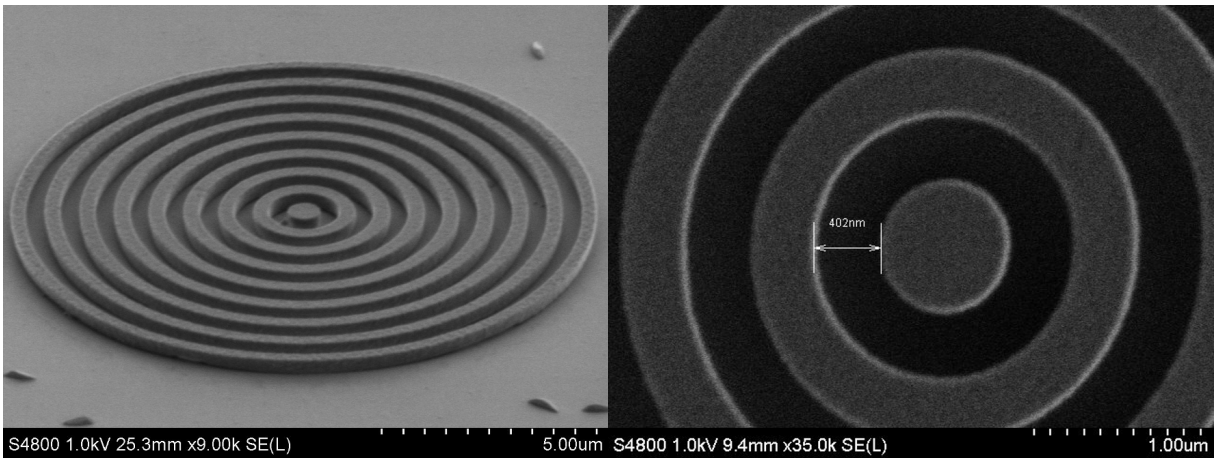


Рис. 1. Изображение микроаксикона: вид под углом (а) и вид сверху (б)

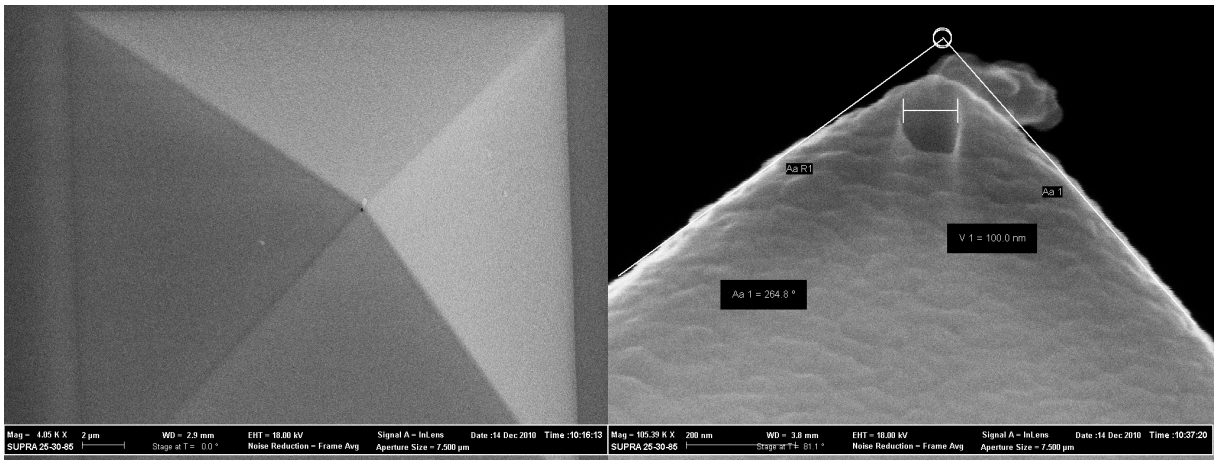


Рис. 2. Вид четырехгранного кантилевера с отверстием 100 нм, используемого в микроскопе ближнего поля: вид сверху в электронном микроскопе (а) и увеличенный вид сбоку (б). Отверстие показано белым горизонтальным отрезком

На рисунке 3 показана оптическая схема эксперимента. В измерениях линейно-поляризованный свет от твердотельного лазера L с длиной волны 532 нм фокусировался линзой L1 на поверхность стеклянной подложки, на которой был расположен микроаксикон A1. Свет проходил подложку и дифрагировал на аксиконе. Сразу за аксиконом был расположен кантилевер с отверстием C1, с помощью которого осуществлялось сканирование параллельно поверхности аксикона на разных расстояниях от его поверхности. Свет, который проходил сквозь отверстие кантилевера, собирался линзой L2, проходил через спектрометр S (для фильтрации постороннего излучения) и регистрировался CCD-камерой.

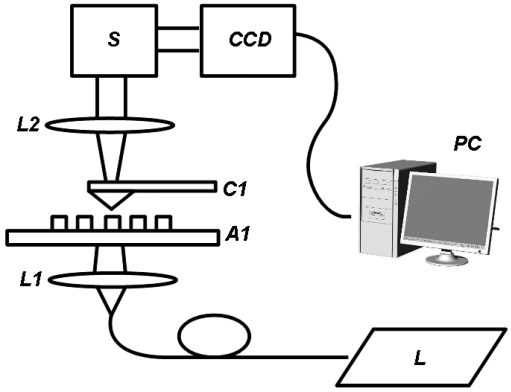


Рис. 3. Оптическая схема измерения параметров фокусировки света аксиконом в ближнем поле. L – лазер, L1,L2 – линзы, A1 – исследуемый аксикон на подложке, C1 – кантилевер с отверстием, S – спектрометр, CCD – ПЗС-камера, PC – компьютер

На рисунке 4 показана зарегистрированная картина распределения интенсивности в фокусе аксикона на расстоянии 1 мкм от поверхности. Диаметр пятна по полуспаду интенсивности равен FWHM = 0,58λ. Интенсивность на рисунке 4 дана в относительных единицах. Интенсивность в фокусе была в 5 раз больше, чем максимальная интенсивность освещающего аксикон Гауссового пучка.

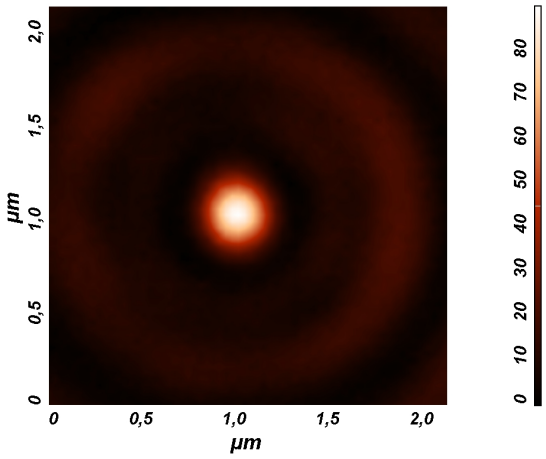


Рис. 4. Зарегистрированная картина интенсивности с фокусным пятном на расстоянии 1 мкм от аксикона (рисунок 1)

3. СРАВНЕНИЕ С МОДЕЛИРОВАНИЕМ

На рисунке 5а показано сравнение экспериментального распределения интенсивности в фокусе (на расстоянии 1 мкм от поверхности аксикона) с

распределением, полученным при моделировании. Расчет проводился FDTD методом реализованным в среде Matlab [10].

Среднеквадратичное отклонение кривых на рисунке 5а равно 6%. На рисунке 5б показано рассчитанное распределение интенсивности вдоль оптической оси z . Вертикальная прямая на рисунке 5б показывает поверхность аксикона. Квадратиками с вертикальными отрезками на рисунке 5б отмечены экспериментальные значения интенсивности. Вертикальные отрезки показывают величину допустимой ошибки измерения интенсивности. Продольная глубина фокуса аксикона по полуспаду интенсивности равна DOF = 3 мкм =5,6λ.

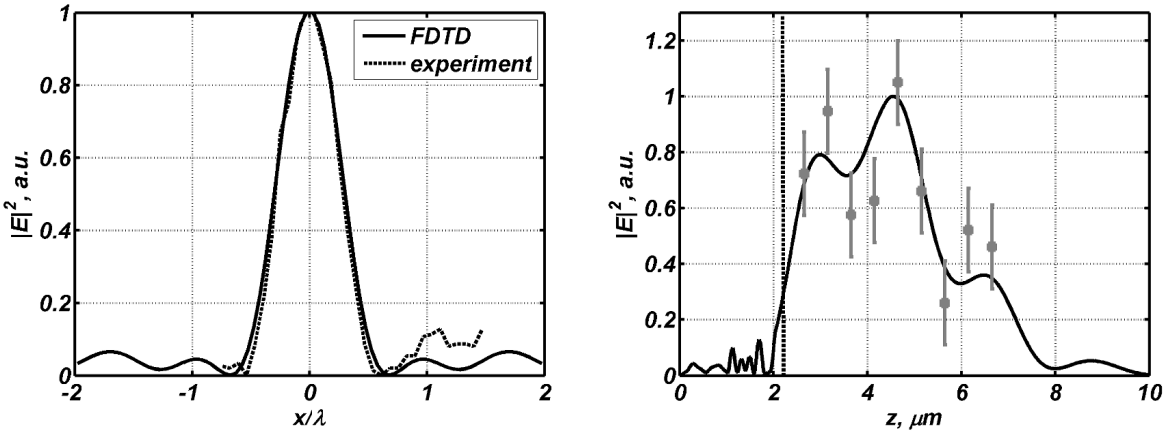


Рис. 5. Поперечное распределение интенсивности на расстоянии 1 мкм от аксикона (а): эксперимент (пунктирная кривая) и расчет (сплошная кривая), а также продольное осевое распределение интенсивности (б): эксперимент (квадратики с вертикальными отрезками) и расчет (кривая).

Найдем теперь теоретическую оценку диаметра фокального пятна, формируемого аксиконом. Как известно аксикон формирует бесселев пучок с диаметром определяемым выражением $J_0^2(kr\sin\theta) = 0$. В [11] приведенная выше формула использовалась для определения минимально возможного пятна для любого векторного поля. Тогда получим, что диаметр пучка равен $2r = 2{,}4\lambda/(\pi\sin\theta)$, где θ - половина угла при вершине конической волны, которую формирует аксикон. Для бинарного аксикона, рассматривая его как дифракционную решетку [12], можно считать, что угол θ конической волны в то же время является углом дифракционного порядка для решетки с периодом T: $\sin\theta_m = m\lambda/T$, где m – номер порядка дифракции. Окончательно можно получить выражение для оценки диаметра светового поля аксикона на оптической оси: $2r = 2{,}4T/(m\pi) = 0{,}774T/m$. Из последнего

выражения видно, что для бинарного аксикона диаметр Бесселева пучка не зависит от длины волны [12], а определяется только периодом аксикона и номером дифракционного порядка. Оценим диаметр фокусного пятна нашего бинарного микроаксикона с периодом T = 800 нм (NA = λ/T = 0,665 при m = 1): FWHM = 0,36λ/NA = 0,54λ (согласно [11] это минимально возможный размер фокального пятна для заданной апертуры NA). Таким образом, экспериментально полученное значение диаметра фокусного пятна (FWHM = 0,58λ) отличается от теоретической оценки (FWHM = 0,54λ) всего на 8%.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В заключении отметим, что были получены следующие результаты:

– по технологии электронной литографии на резисте ZEP520A изготовлен бинарный микроаксикона с диаметром 14 мкм, периодом 800 нм и глубиной рельефа 465 нм;

– с помощью сканирующего микроскопа ближнего поля Ntegra Spectra с кантилевером с отверстием 100 нм на расстоянии 1 мкм от поверхности зарегистрировано фокусное пятно с диаметром по полуспаду интенсивности равным 308 нм, что составляет 0,58 от длины волны;

– теоретическое значение диаметра фокусного пятна, полученное методом FDTD, FWHM=0,54λ. Распределение интенсивности в фокусе отличается от расчетного в среднем на 6%;

– экспериментально полученное значение диаметра фокусного пятна (FWHM = 0,58λ) отличается от теоретической оценки (FWHM = 0,54λ) всего на 8%.

– глубина фокусировки по полуспаду интенсивности была равна DOF=5,6λ;

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. McLeod J.H. The Axicon: A New Type of Optical Element // J.Opt.Soc.Am., 1954, V.44, P.592-597.

2. Grosjean T., Courjon D., Bainier C., Smallest lithographic marks generated by optical focusing systems // Opt. Lett., 2007, V.32, P.976-978.

3. Wang H., Shi L., Lukyanchuk B., Sheppard C., Chong C.T. Creation of a needle of longitudinally polarized light in vacuum using binary optics // Nat. Photon., 2008, V.2, P.501-505.

4. Huang K., Shi P., Kang X., Zhang X., Li Y. Design of DOE for generating a needle of a strong longitudinally polarized field // Opt. Lett., 2010, V.35, P.965-967.

5. Rajesh K.B., Jaroszewicz Z., Anbarasan P.M. Improvement of lens axicon's performance for longitudinally polarized beam generation by adding a dedicated phase transmittance // Opt. Express, 2010, V.18, P.26799-26805.

6. Kitamura K., Sakai K., Noda S. Sub-wavelength focal spot with long depth of focus generated by radially polarized, narrow-width annular beam // Opt. Express, 2010, V.18, P.4518-4525.

7. Dholakia K., Cizmar T. Shaping the future of manipulation // Nat. Photon., 2011, V.5, P.335-342.

8. Liu L., Liu C., Howe W.C., Sheppard C.J.R., Chen N. Binary- phase spatial filter for real-time swept-source optical coherence microscopy // Opt. Lett., 2007, V.32, P.2375-2377.

9. Romea R.D., Kimura W.D. Modeling of inverse Cherencov laser acceleration with axicon laser-beam focusing // Phys. Rev. D, 1990, V.42, P.1807-1818.

10.Kotlyar V.V., Stafeev S.S. Sharply focusing a radially polarized laser beam using a gradient Mikaelian's microlens // Opt. Commun., 2009, V.282, P.459-464.

11.Grosjean T., Courjon D. Smallest focal spots // Opt. Commun., 2007, V.272, P.314-319.

12.Kizuka Y., Yamauchi M., Matsuoka Y. Characteristics of a laser beam spot focused by a binary diffractive axicon // Opt. Eng., 2008, V.47, P.053401.

ИДЕНТИФИКАЦИЯ ФОРМЫ СПЕКТРАЛЬНОЙ ЛИНИИ С ПОМОЩЬЮ ВЕЙВЛЕТ-АНАЛИЗА

Е.А. Чернышова, А.К. Чернышов

Самарский Филиал Учреждения Российской Академии Наук
Физического Института им. П.Н. Лебедева РАН
chak@fian.smr.ru

АННОТАЦИЯ

В работе описана методика обработки сигнала прямой абсорбционной спектроскопии с помощью непрерывного вейвлет-преобразования. Данный подход позволяет идентифицировать чистый Доплеровский или Лоренцевский контуры спектральных линий, а также определять их ширину. Продемонстрирована работоспособность метода при исследовании модельных зашумленных сигналов.

1. ВВЕДЕНИЕ

Информация о форме спектральной линии необходима при определении характера межмолекулярных взаимодействий [1], дистанционном зондировании атмосферы планет [2] и измерении концентрации молекул [3]. На практике вид контура линии обычно получают методом подгонки экспериментальных данных с учетом величины давления газовой смеси [3]. Подобная процедура достаточно трудоемка, поэтому поиск более простых методик определения формы спектральной линии продолжается. Например, в работе [4] продемонстрирован подход, основанный на вейвлет-преобразовании, который позволяет различать Доплеровскую и Лоренцевскую спектральные линии без информации о давлении газа. Рассмотрение в [4] было проведено для идеальных сигналов в отсутствии шумов. В данной работе исследуется применимость вейвлет-преобразования для определения контура линии по сигналу прямой абсорбционной спектроскопии при наличии помех.

2. ВЕЙВЛЕТ-АНАЛИЗ СПЕКТРАЛЬНОЙ ЛИНИИ

Непрерывное вейвлет-преобразование сигнала имеет вид [5]

$$D(a,b) = \frac{1}{\sqrt{a}} \cdot \int_{-x}^{x} f(x)\psi^*(x,a,b)dx\,, \qquad (1)$$

где D(a,b) – вейвлет-проекция, f(x) – исследуемый сигнал, ψ(x,a,b) – вейвлет, x – отстройка от центра линии, *a* и *b* – частотный масштаб и сдвиг. Согласно [4] для идентификации контура линии необходимо построить зависимость значений сдвига b_0 от масштаба *a*, в которых вейвлет-проекция $D(a,b_0) = 0$. Можно показать аналитически (см. Приложение А), что для Доплеровского контура в виде

$$g(x) = \exp\left(-\frac{\ln(2)(x)^2}{\sigma^2}\right), \tag{2}$$

где σ – полуширина линии на полувысоте и Доплеровского вейвлета в форме

$$\psi\ (x,a,b) = a\left(\frac{2\ln(2)}{a^2} - \frac{4\ln(2)^2\cdot(x-b)^2}{a^4}\right)\exp\left(-\frac{\ln(2)\cdot(x-b)^2}{a^2}\right) \tag{3}$$

зависимость нулевых точек b_0 от масштаба *a* удовлетворяет выражению

$$b_0^{\,2} = 0,72\left(\ a^2 + \sigma^2\right) \tag{4}$$

которое задает прямую в координатах $b_0^{\,2}(a^2)$ рис. 1в.

Если выполнить аналогичный расчет для контура иной формы, то в координатах $b_0^{\,2}(a^2)$ получится линия не совпадающая с прямой (4), что и позволяет идентифицировать Доплеровский контур. В частности для Лоренцевского контура в форме

$$L(x) = \left(\frac{\sigma^2}{x^2+\sigma^2}\right) \tag{5}$$

и вейвлета (3) получить аналитическую зависимость нулевых точек b_0 от масштаба *a* не удалось. Поэтому были проведены компьютерные расчеты при изменении масштаба *a* от 1 до 10. Результаты представлены на рис.1в. Из рисунка видно для Доплеровского контура (2) все численно определенные нулевые точки идеально ложатся на аналитическую прямую (4). В случае Лоренцевского контура (5) нулевые точки, полученные при компьютерных вычислениях, хотя и располагаются приблизительно на прямой линии, но не соответствуют (4). Следовательно, по углу наклона (α=36°) характеристической прямой, аппроксимирующей зависимость «нулевых» точек вейвлет-проекции (1) от масштаба *a* вейвлета (3) можно идентифицировать экспериментальный Доплеровский контур. Кроме того, по величине отрезка, отсекаемого прямой (4) на оси ординат можно оценить полуширину σ этого контура.

Для идентификации Лоренцевского контура (5) был использован вейвлет в форме

$$\psi\ (x,a,b) = a\left(\frac{-6a^2\cdot(x-b)^2+2a^4}{\left((x-b)^2+a^2\right)^3}\right) \qquad (6)$$

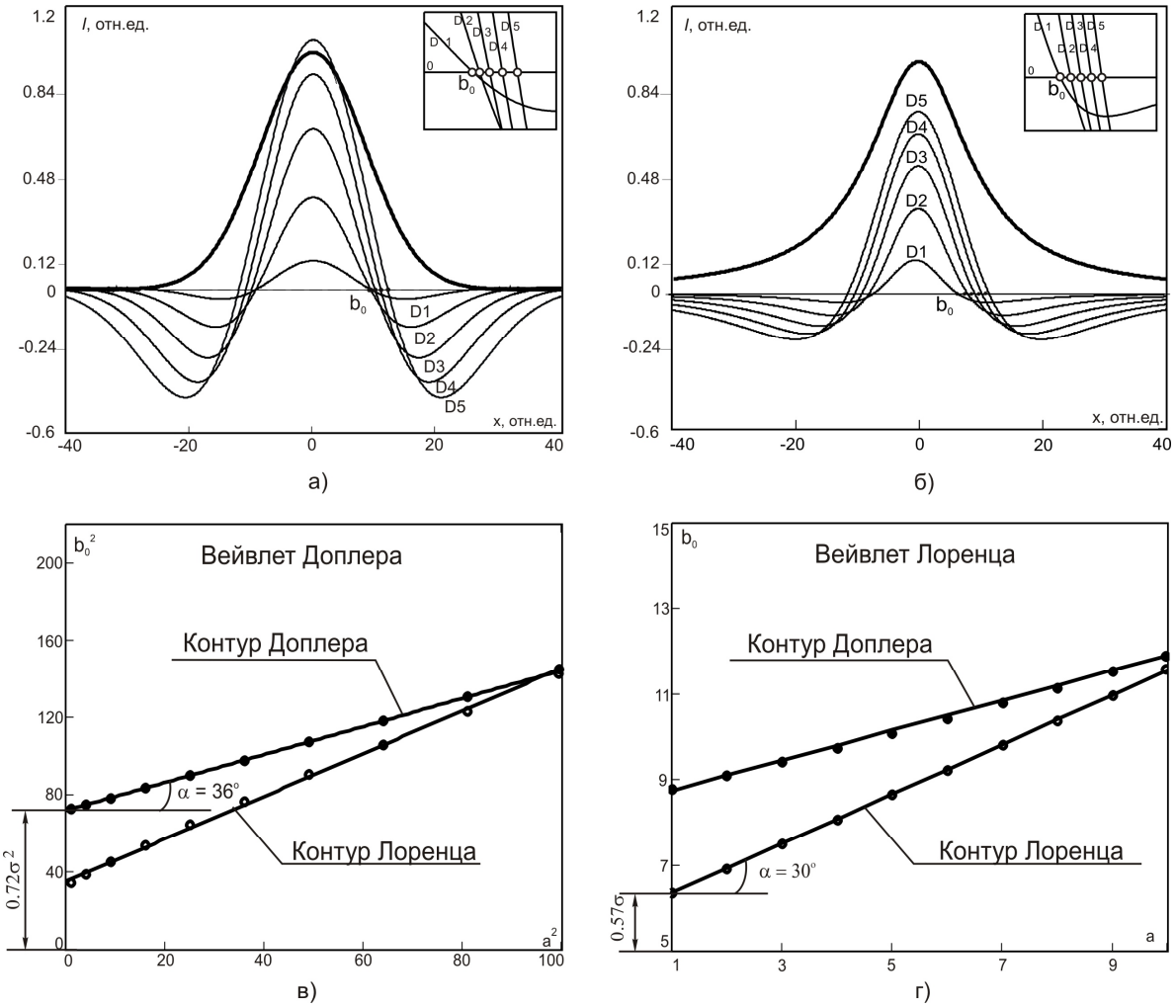


Рис.1. Идентификация идеального спектрального контура.

Верхний ряд. Слева – контур Доплера и его вейвлет проекции, справа – тоже для контура Лоренца. На вставке показаны положения нулевых точек проекций D_n для вейвлетов с различными масштабами a. **Нижний ряд.** Характеристические зависимости для координат нулевых точек проекций b_0 от масштаба вейвлетов a для контура Доплера (слева) и контура Лоренца (справа).

В результате аналитического расчета зависимости нулевых точек b_0 для вейвлет-проекции (1) Лоренцевского контура от масштаба a вейвлета (6) (приложение В) получено выражение

$$b_0 = 0,57\left(\sigma + a\right). \qquad (7)$$

Это уравнение прямой, имеющей угол наклона α=30° и пересекающей ось ординат в точке 0,57σ. Результаты аналитических и численных расчетов проведенные для Лоренцевского (5) и Доплеровского (2) контуров с по-

мощью вейвлета (6) представлены на рис. 1г. Как видно из рисунка 1г численно рассчитанные нулевые точки для Лоренцевского контура (5) совпадают с зависимостью (7). В тоже время нулевые точки для Доплеровского контура (2) находятся на прямой линии отличной от (7). Таким образом, Лоренцевский вейвлет (6) позволяет однозначно идентифицировать соответствующий спектральный контур и определить его полуширину.

Применим описанную процедуру к контурам (2) и (5) с наложенными помехами в виде набора гармонических функций с различными частотами рис.2а,б. В расчетах масштаб *a* у вейвлетов (3) и (6) изменялся от 4 до 10 и для каждого значения *a* вычислялись нулевые точки соответствующих зашумленных контуров. Ограничение интервала изменения масштаба *a* позволяет отсечь высокочастотные компоненты из исследуемого сигнала [5]. Критерием правильности выбора минимального масштаба является отсутствие заметных высокочастотных осцилляций в вейвлет-проекции (1).

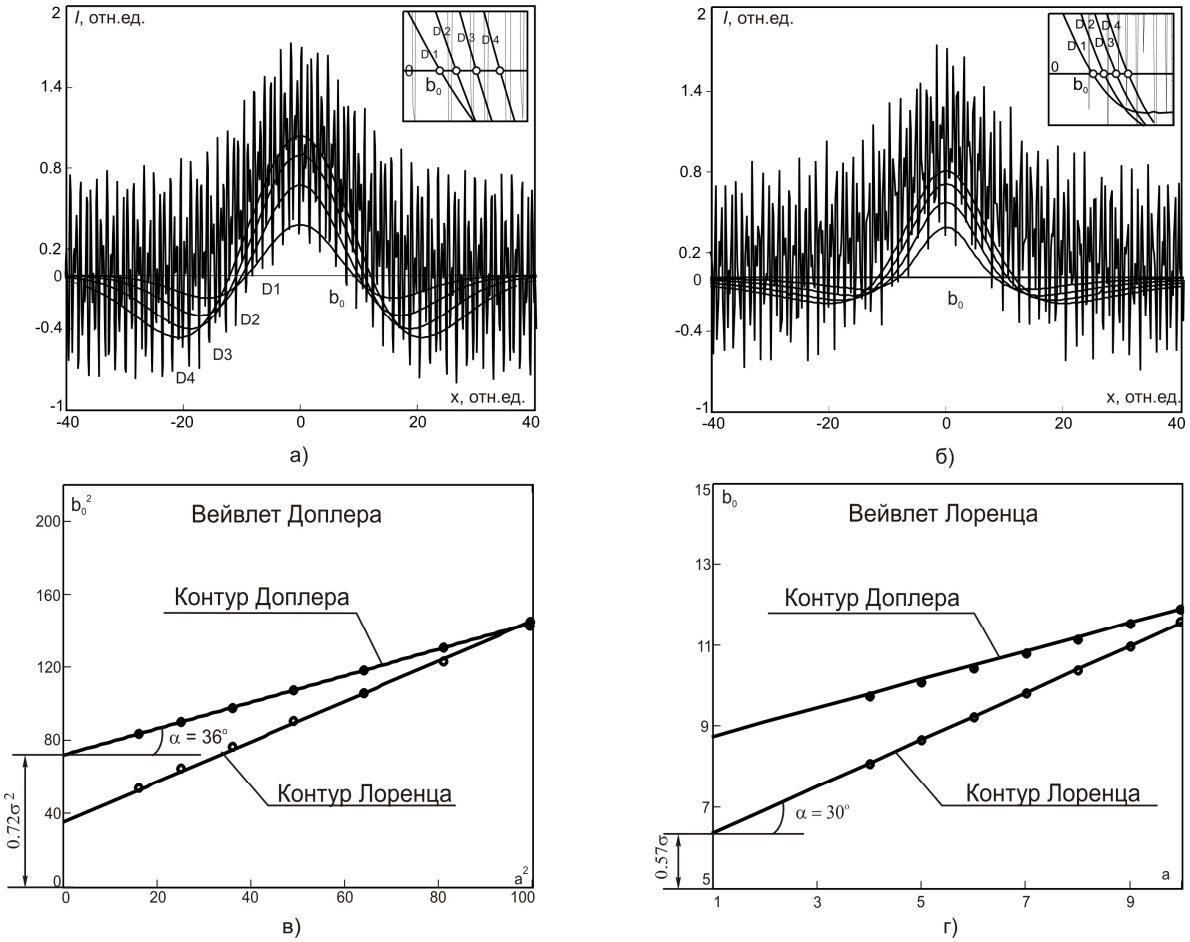


Рис.2. Идентификация формы спектрального контура при наличии помех. Зашумленные сигналы в верхнем ряду соответствуют контуру Доплера (слева) и контура Лоренца (справа). Линии на остальных рисунках идентичны представленным на рис.1.

Результаты компьютерных расчетов, для зашумленных сигналов представлены на рис.2в,г. Видно, что аппроксимирующие прямые, проведенные через рассчитанные точки совпадают с аналитическими и расчетными прямыми для идеальных сигналов.

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе продемонстрировано применение методики непрерывного вейвлет-преобразования к зашумленным сигналам прямой абсорбционной спектроскопии. Несмотря на низкое отношение сигнал/шум (≈2) вейвлеты позволяют надежно идентифицировать тип регистрируемого спектрального контура по наклону характеристической линии. При этом Доплеровскому контуру соответствует угол наклона α=36°, Лоренцевскому - 30° и, следовательно, остальные значения α будут характерны для Фойгтовского контура. Для чисто Доплеровского и чисто Лоренцовского контуров описанная процедура обработки зашумленного сигнала позволяет дополнительно определять ширину спектральной линии. В заключении авторы благодарят Абрамочкина Е. Г. за помощь в проведении расчетов.

Список литературы

1. Goto M., Sawada K., Fujii K., et.al. Evaluation of neutral hydrogen density in the plasma core region based on the Balmer α-line profile // Books of abstract 20th International conference on spectral line shapes, 6-11 June 2010,P.23

2. Lepere M. Diode laser spectroscopy:infrared absorption line profile study // Books of abstract 20th International conference on spectral line shapes, 6-11 June 2010, P. 41

3. Капралов П.О., Артемов В.Г. и др. Диодно-лазерный спектрометр для измерения орто/пара состава водяного пара // ПТЭ, 2008, №6, С.123-126.

4. Галлимулин Д.З., Воробьев А.Ю., Сибгатуллин М.Э. и др. Определение структуры сложного контура с учетом влияния случайного шума // Сборник статей девятой международной молодежной школы «Когерентная оптика и оптическая спектроскопия», 2005, №9, С. 197-200.

5. Добеши И. 10 лекций по вейвлетам. Ижевск: НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика», 2001, 464 с.

ПРИЛОЖЕНИЕ А. ДОПЛЕРОВСКАЯ ЛИНИЯ

Для определения зависимости нулевой точки b_0 от a вводим обозначение:

$$f_n = \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(\frac{-\ln 2\cdot(x)^2}{\sigma^2}\right)\cdot\frac{d^n}{dx^n}\exp\left(\frac{-\ln 2(x-b)^2}{a^2}\right)dx \qquad \text{(A1)}$$

Находим производящую функцию последовательности (A1):

$$F = \sum_{n=0}^{\infty} f_n \frac{s_n}{n!} = \frac{a\sigma\sqrt{\pi}}{\sqrt{(a^2+\sigma^2)\ln 2}}\cdot\exp\left(\frac{-(s-b)^2\ln 2}{a^2+\sigma^2}\right) \qquad \text{(A2)}$$

Тогда

$$f_n = \frac{d^n F}{ds^n}\Big|_{s=0} = \frac{a\sigma\sqrt{\pi}}{\sqrt{(a^2+\sigma^2)\ln 2}}\left(\frac{-\ln 2}{\sqrt{a^2+\sigma^2}}\right)^n\cdot\exp\left(\frac{-b^2\ln 2}{a^2+\sigma^2}\right)\cdot H_n\left(\frac{-b\sqrt{\ln 2}}{\sqrt{a^2+\sigma^2}}\right) \qquad \text{(A3)}$$

Это выражение равно нулю, если $H_n = 0$. Для производной 2-го порядка,

$$H_2 = 4x^2 - 2. \qquad \text{(A4)}$$

Следовательно,

$$b_0{}^2 = 0,72(a^2+\sigma^2). \qquad \text{(A5)}$$

ПРИЛОЖЕНИЕ В. ЛОРЕНЦЕВСКАЯ ЛИНИЯ

Для определения зависимости нулевой точки b_0 от a вводим обозначение:

$$f_n = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{x^2+\sigma^2}\frac{d^n}{dx^n}\left(\frac{1}{(x-b)^2+a^2}\right)dx \qquad \text{(B1)}$$

Находим производящую функцию последовательности (B1):

$$F = \sum_{n=0}^{\infty} f_n \frac{s_n}{n!} = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{x^2+\sigma^2}\sum_{n=0}^{\infty}\frac{d^n}{dx^n}\left(\frac{1}{(x-b)^2+a^2}\right)\frac{s^n}{n!}dx \qquad \text{(B2)}$$

раскладываем подинтегральную функцию в ряд Тейлора, тогда интеграл принимает вид:

$$F = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{x^2+\sigma^2}\frac{1}{(x+s-b)^2+a^2}dx \qquad \text{(B3)}$$

Интеграл вычисляем с помощью вычетов в точках z=iσ и z=b-s+ia. В итоге:

$$F = 2\pi i(\underset{z=i\sigma}{res} + \underset{z=b-s+ia}{res}) = \frac{\pi}{s-b+i(\sigma-a)}\left(\frac{1}{\sigma(s-b+i(\sigma+a))} + \frac{1}{a(s-b-i(\sigma+a))}\right) \qquad \text{(B4)}$$

Находим f_n:

$$f_n = \frac{\pi n!}{\left|b+i(\sigma+a)\right|^{2(n+1)}}\frac{\sigma+a}{a\sigma}\sum_{k=0}^{n}(b+i(\sigma+a))^{n-k}(b-i(\sigma+a))^k \qquad \text{(B5)}$$

В рассматриваемом случае n=2, в итоге, уравнение принимает вид:

$$b_0 = 0,57(\sigma+a). \qquad \text{(B6)}$$

РАЗРАБОТКА ТЕХНОЛОГИИ ПОИСКА ИЗОБРАЖЕНИЙ ПО СОДЕРЖАНИЮ НА ОСНОВЕ ОБЛАЧНЫХ ВЫЧИСЛЕНИЙ

А.А. Иванов

Самарский государственный аэрокосмический университет им. акад.С.П. Королева (национальный исследовательский университет)
ssauivano@gmail.com

АННОТАЦИЯ

В работе решается задача поиска изображений по содержанию в базах данных крайне большого объёма. Поиск похожих изображений сводится к задаче поиска ближайших соседей в пространстве признаков высокой размерности. Алгоритмические сложности эффективной реализации поиска решаются за счёт использования специальных локально чувствительных хеш-функций. База данных (содержащая признаковое пространство) имеет распределённую структуру и реализована с использованием нереляционной высокопроизводительной БД Google BigTable. В работе предлагается ряд новых алгоритмических подходов к хешированию признакового пространства и использованию для его обработки технологии распределённых вычислений Map/Reduce. В результате реализован прототип поисковой системы, предназначенный для распределённого использования в сети Интернет.

1. ВВЕДЕНИЕ

Поиск изображений по содержанию (content-based image retrieval - CBIR) – это приложение науки о компьютерном зрении и понимании изображений, в рамках которого решается задача поиска цифровых изображений в неаннотированных базах данных большого объёма. На рис. 1 представлена диаграмма, описывающая структуру типичной CBIR-системы. Ввод исходных данных (рис.1, блок 1) – неаннотированного изображения, осуществляется пользователем с использованием графического интерфейса. После этого изображение может быть обработано системой поиска в целях улучшения его качества (рис.1, блок 2). По предобработанному изображению выделяется набор признаков, которые описывают содержание изображения (рис.1, блок 3) и используются при определении сходства

изображений (рис.1, блок 4). Предполагается, что база данных (рис.1, блок 7) содержит заранее рассчитанные наборы признаков для каждого её изображения. Наивный подход при определении сходства исходного изображения реализуется, например, с использованием полного перебора, при этом найденные признаки сравниваются с каждым признаком из базы, и по результатам процедуры голосования принимается решение о сходстве изображений.

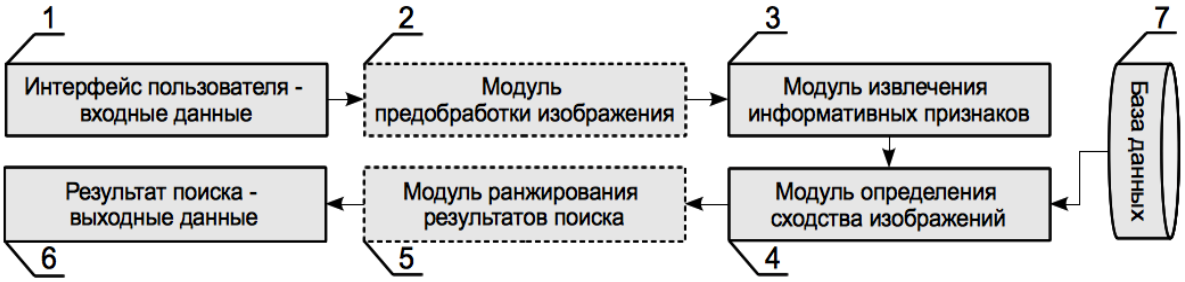


Рис. 1. Обобщённая схема CBIR – системы, пунктирной линией - опциональные модули, обозначения – по тексту

Результатом работы этапа 4 (рис.1) может быть как одно изображение, так и несколько – в том случае, если база данных содержит повторяющиеся по содержанию изображения. Изображения в поисковом ответе ранжируются по релевантности к исходному (рис.1, блок 5) и демонстрируются пользователю (рис.1, блок 6).

В предлагаемой работе рассматриваются алгоритмические проблемы технологии поиска изображений в части блоков 3 и 5 (рис.1). В разделе 2 кратко описывается алгоритм извлечения SURF [1] (Speeded Up Robust Features) признаков по изображению и предлагается структура хранения их в базе данных. В разделе 3 рассматриваются пути к эффективному поиску в признаковом пространстве на основе алгоритма поиска ближайших соседей.

Научная новизна работы определяется совокупностью теоретических и практических результатов, а именно: разработана специальная функция для хеширования SURF векторов признаков; исследуется возможность применения структуры данных KD-Tree для организации базы данных признакового пространства в условиях жёстких ограничений БД Google BigTable [2].

Разработанный прототип распределённой системы поиска изображений может быть применён для кластеризации и автоматического аннотирования баз данных изображений, автоматической проверки конкретного изображения на уникальность при решении вопросов авторского права и т.д.

2. АЛГОРИТМ ПОИСКА ИНФОРМАТИВНЫХ ПРИЗНАКОВ

Алгоритм формирования признакового пространства определяет качество получаемой в результате поисковой системы, а именно – её устойчивость к различным искажениям содержания тестового изображения. Например, тестовое изображение может иметь другой масштаб, проективные искажения, а его содержание – зашумлено или частично заслонено другим. Также необходимо обеспечить инвариантность признаков к яркостным искажениям. Наиболее подходящими в этом смысле являются SURF признаки, алгоритм вычисления которых состоит из двух этапов: 1) – поиск особых точек на изображении и 2) – составление вектора признаков - описания для каждой найденной точки (создание дескрипторов). Вектор признаков состоит из 64 (128 в модификации) вещественных чисел, каждое из которых характеризует изменения градиента функции яркости изображения в окрестности особой точки.

Вектор признаков можно разделить на участки по 4 числа (рис.2): $\sum \partial I/\partial x,\ \sum |\partial I/\partial x|, \sum \partial I/\partial y, \sum |\partial I/\partial y|$. При этом каждый такой участок характеризует один из 16 квадрантов в окрестности точки, где направление, вдоль которого вычисляется производная, выбирается как преобладающее среди векторов градиентов для всей окрестности точки. Последнее обеспечивает инвариантность признака к повороту.

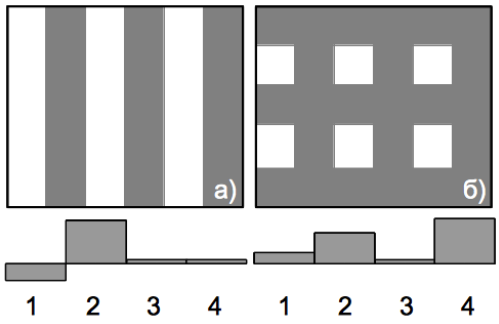


Рис. 2. Два квадранта (а,б) в окрестности некоторой точки и их описание четырьмя числами $1-\sum \partial I/\partial x,\ 2-\sum |\partial I/\partial x|, 3-\sum \partial I/\partial y, 4-\sum |\partial I/\partial y|$.

Рассчитанные вектора признаков сравниваются между собой с использованием метрики Танимото (Tanimoto) γ, и чем больше похожи вектора, тем ближе γ к единице. Пример соотнесения особых точек изображения приведён на рис.3.

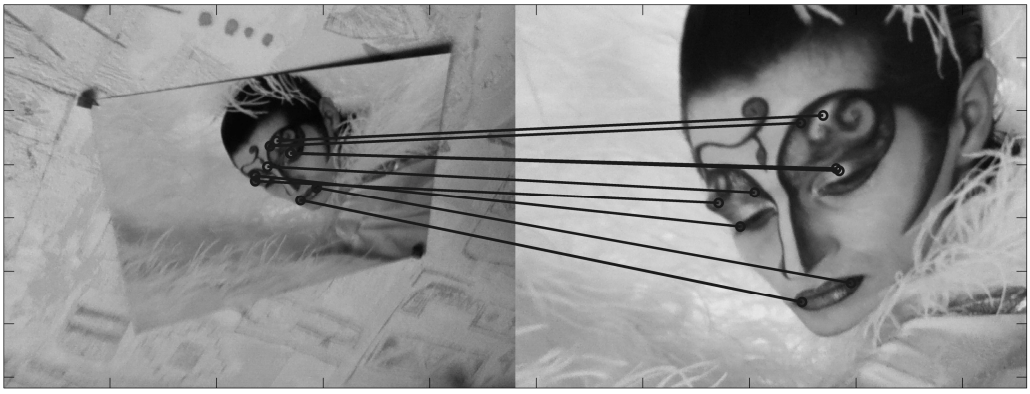


Рис. 3. Результат соотнесения SURF признаков, слева – тестовое изображение «Актер», справа – изображение из базы

2.1. Размещение векторов признаков в базе данных

Решение задачи быстрого поиска изображений по содержанию предполагает наличие алгоритма эффективного поиска ближайших соседей в пространстве признаков большой размерности. Большинство известных алгоритмов (KD-Tree, LSH-Forest) [3, 4, 5] предполагает, что база данных располагается в памяти с быстрым доступом (например, SRAM, DRAM) и стоимость обращения к сущности в БД ничтожно мала. Однако, при разработке систем распределённого доступа все данные располагаются на сервере в долговременной памяти (HDD), и только некоторая часть данных временно располагается в кэше сервера для ускорения обработки популярных запросов.

Самый быстрый запрос для БД Google BigTable - это запрос по ключу или множеству ключей, оформленный в виде одной транзакции. Для каждого вектора признаков (рис.4, FV) создаётся идентификатор (рис.4, BID), не чувствительный к небольшим искажениям вектора признаков.

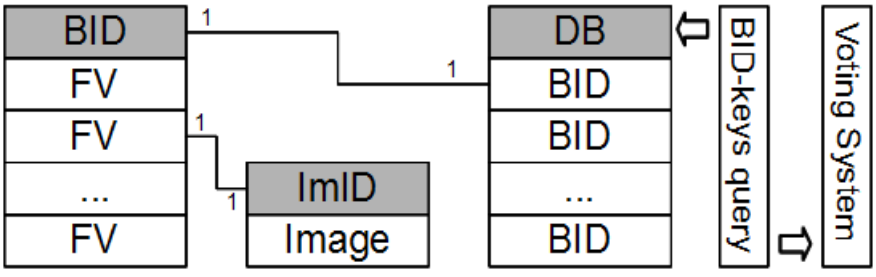


Рис. 4. Схема зависимостей в базе данных при хранении векторов признаков; BID (Features Bucket ID) – ключ-идентификатор для группы признаков FV (Features Vector), ImID (Image ID) – ключ-идентификатор изображения.

В работе рассматривается два подхода к вычислению идентификатора: первый подход основан на вейвлетах Хаара [6], а второй – на основе статистической информации о распределении значений векторов признаков.

Допустим, что для изображения найдено *N* особенных точек и для каждой построен вектор признаков, в свою очередь для каждого из N векторов признаков рассчитывается *K* различных идентификаторов (BID). На реальных изображениях количество особых точек очень велико (от 10 до 10^3), и чем больше K, тем выше вероятность верного распознавания. Описание одного изображения в БД может состоять из нескольких тысяч записей, но поиск данного изображения будет состоять лишь в множественном запросе (рис.4, BID-keys query) по ключу и системе голосования по результату запроса (рис.4, Voting System).

3. ПРИБЛИЖЕННЫЙ ПОИСК БЛИЖАЙШИХ СОСЕДЕЙ

Основная идея алгоритмов приближенного поиска ближайших соседей состоит в кластеризации признакового пространства, однако, кластеризация предполагает наличие и неизменность признакового пространства, в нашем же случае признаки добавляются и удаляются из базы данных в зависимости от коллективных действий пользователей и повторение кластеризации (при каждом изменении) было бы слишком затратным. Между введенными в разделе 2 BID-идентификаторами и кластерами можно провести прямую аналогию, но в нашем случае необходимости повторения кластеризации при увеличении объема признакового пространства не возникает. Количество возможных кластеров заранее закладывается в структуре идентификатора.

Рассмотрим вектор признаков (рис.4, FV) $x^i = \left(x_1^i \quad x_2^i \quad \dots \quad x_M^i\right)$, где i – номер особой точки. Воспользуемся вейвлетами Хаара для вычисления набора BID-идентификаторов, в данном случае для каждого вектора признаков будет составлен только один идентификатор, а именно *K=1*. Вектор разбивается на две части $p_{left}\left(x^i\right) = \left(x_1^i \quad x_2^i \quad \dots \quad x_L^i\right)$, $p_{right}\left(x^i\right) = \left(x_{L+1}^i \quad x_2^i \quad \dots \quad x_M^i\right)$, тогда первая компонента идентификатора равна 0 если $\sum_{x_k \in p_{left}\left(x^i\right)} x_k > \sum_{x_k \in p_{right}\left(x^i\right)} x_k$ и 1 в противоположном случае. Продолжая разбивать левую и правую части аналогичным образом и сравнивая получаемые суммы, формируется бинарный вектор, который может быть для удобства

преобразован в число – это и есть BID- идентификатор для данного вектора признаков.

Другой подход к построению идентификатора (в данном случае множества идентификаторов $K > 1$) основывается на том факте, что медиана SURF признаков (посчитанная по модельной базе тестовых изображений) равна $\alpha = 0.05$. Если элемент x_k^i вектора признаков x^i больше медианы, то компонента идентификатора с номером *k* считается равной нулю и единице в противном случае. Для повышения устойчивости идентификатора к возмущениям признаков вводится величина $|\varepsilon| < \alpha$, и в том случае, если $|x_k^i - \alpha| < \varepsilon$ и $x_k^i > \alpha$ то наравне с текущим идентификатором создается еще один, в котором на *k-ом* стоит уже 0. В худшем случае, количество идентификаторов будет равно 2^N, естественно, это количество ограничивают сверху некоторым допустимым числом. В данной работе предполагается, что на каждый вектор признаков генерируется не более 1024 идентификаторов.

Запрос на поиск изображения по содержанию состоит из этапов:

1) Расчёт особых точек, векторов признаков и их идентификаторов.

2) Множественный запрос по BID-ключам к базе данных, в результате которого из базы поднимаются соответствующие кластеры с векторами признаков.

3) С использованием метрики Танимото происходит полный перебор до поиска наилучшего соответствия между признаками в каждом из кластеров для каждой точки тестового изображения.

4) Полученные соответствия могут выглядеть так: для изображения с номером 1 (рис.4, ImID=1) совпало 5 точек, для изображения с номером 2 (рис.4, ImID=2) совпало 10 точек и т.д. Список соответствий ранжируется с привлечением дополнительной априорной информации о искомом изображении (цветовые, текстурные, семантические признаки) и выводится пользователю в качестве ответа.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате выполнения работы исследована и реализована задача приближенного поиска изображений по содержанию. Предлагается за счет увеличения количества хранимых записей в БД, проиндексированных специальными слабо чувствительными хэш-функциями, регулировать вероят-

ность верного поиска изображения, а также нагрузку на серверную часть. Впервые для этого применяется технология Google Big Table, поддерживающая Map/Reduce операции, которые позволяют эффективно распределить поисковую задачу между вычислительными серверами. Рабочая версия приложения с возможностью наполнения базы данных и поиска по ней доступна в сети Интернет и функционирует в тестовом режиме.

Продолжение данных исследований в направлено в области расширения признакового пространства путем включением дополнительных признаков. В результате ожидается повысить релевантность поиска. Отдельного исследования заслуживает система ранжирования поискового ответа в порядке релевантности изображений для пользователя.

Монетизация разработанной технологии может осуществляться в предоставлении платной подписки на сервис поиска по неаннотированным изображениям, например, для нужд индустрии моды, при установлении уникальности изображения, и даже в социальных сетях – для автоматического группирования изображений пользователей по достопримечательностям.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Bay H., Ess A., Tuytelaars T., Van Gool L. SURF: Speeded Up Robust Features // Computer Vision and Image Understanding (CVIU), 2008, V.110, No.3, P. 346-359.

2. Chang F., Dean J., Ghemawat S., Wilson C. Hsieh, Wallach D.A., Burrows M., Chandra T., Fikes A., Gruber R.E. Bigtable: A distributed storage system for structured data // Proceedings of the 7th conference on usenix symposium on operating systems design and implementation, 2006, V.7, P. 205-218.

3. Aly M., Munich M., Perona P. Distributed Kd-Trees for Retrieval from Very Large Image Collections // British Machine Vision Conference (BMVC), 2011.

4. Bawa M., Condie T. Ganesan P. // LSH Forest : Self-Tuning Indexes for Similarity Search // ACM, Performance Evaluation, 2005, P.651-660.

5. Shakhnarovich G., Indyk P. Nearest-Neighbor Methods in Learning and Vision: Theory and Practice. The MIT Press, Cambridge, Massachussets, London, England, 2005, pp. 247.

6. Struzik Z., Siebes A. The haar wavelet transform in the time series similarity paradigm // Principles of Data Mining and Knowledge Discovery, 1999, No.1, P.12-22.

ОПТИЧЕСКИЙ МЕТОД ДИАГНОСТИКИ СТРУКТУРНЫХ ИЗМЕНЕНИЙ ПРИ НЕРАЗРУШАЮЩЕМ ЛАЗЕРНОМ ВОЗДЕЙСТВИИ НА БИОЛОГИЧЕСКИЕ ТКАНИ

Е.М. Щербаков, А.В. Южаков, О.И. Баум

Учреждение Российской Академии наук институт Проблем лазерных и информационных технологий РАН
Jenya_sh89@mail.ru

1. ВВЕДЕНИЕ

Лазерные технологии в медицине имеют огромное значение. Уже сейчас с помощью лазеров лечат различные заболевания хрящей, удаляют опухоли, лазеры широко применяются в лечение глазных заболеваний [1].

Для разработки новых медицинских технологий, основанных на лазерном воздействии на биологические ткани, их оптической диагностики, при изготовлении имплантатов, а также для обеспечения безопасности лазерных процедур необходимы знания оптических свойств биологических тканей. Поэтому измерения оптических параметров и их изменений в процессе лазерного нагрева приобретают актуальность. Оптические методы, в частности метод рассеяния света, являются эффективными неразрушающими способами исследования структурных изменений биологических тканей [2]. Особый интерес представляют исследования структурных изменений в глазной и хрящевой тканях при воздействии лазерного излучения волоконного эрбиевого лазера с длиной волны 1,56 мкм, которое поглощается в слое 0,9 мм, не повреждая более глубокие слои [3, 4]. Целью настоящей работы была разработка метода диагностирования структурных изменений, основанного на измерении временной зависимости интенсивности обратно отраженного или прошедшего через образец излучения.

2. МАТЕРИАЛЫ, ОБОРУДОВАНИЕ И МЕТОДЫ

2.1. Эксперименты на глазах минисвиньи

Эксперименты проводили ex-vivo на 14 выделенных глазах минисвиней Светлогорской породы в возрасте 1,5 лет, мощность излучения на конце волокна диаметром 600 мкм составляла 0,75 Вт, длительность облучения составляла 40 секунд.

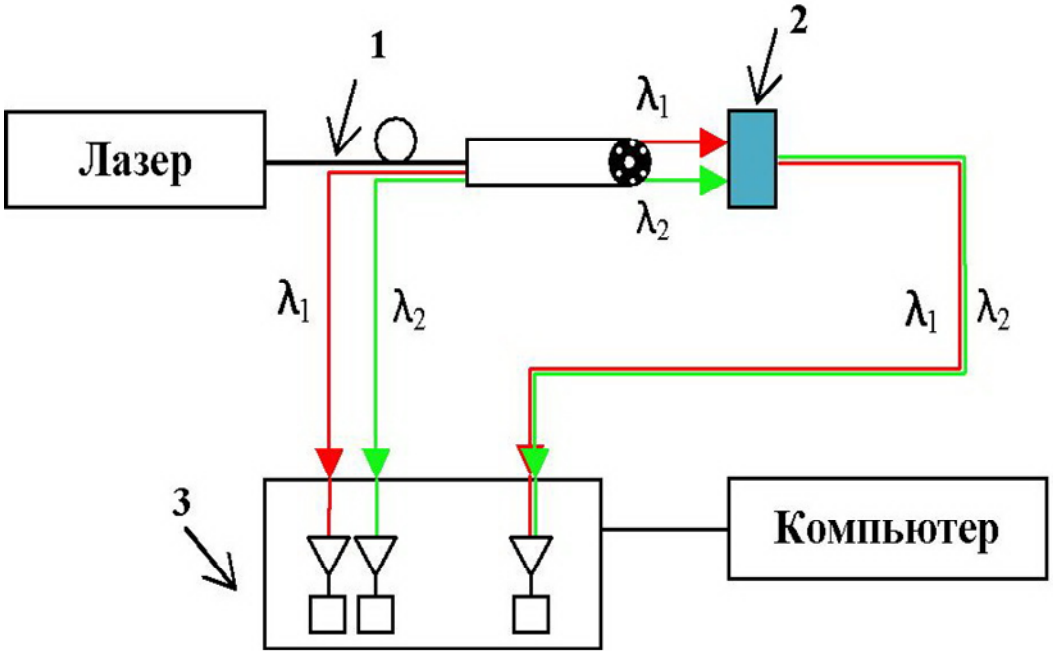


Рис. 1. Схема установки для исследования оптических свойств биоткани при лазерном воздействии. 1 – оптоволокно, 2 – образец, 3 – оптический многоканальный анализатор, λ_1 – длина волны лазерного излучения 1,56 μm, λ_2 – длина волны зондирующего излучения 0,53 μm.

Для проведения экспериментов по динамике рассеяния и пропускания излучения с длиной волны 1,56 мкм и 0,53 мкм была собрана специальная оптоволоконная система (рис. 1), позволяющая облучать образец одновременно двумя длинами волн 1,56 и 0,53 мкм. Излучение лазера подавалось через оптическое волокно диаметром 600 мкм под углом 90^0 на образцы исследования. Регистрация сигналов, а именно: 1) инфракрасного отраженного, видимого отраженного и видимого прошедшего или 2) инфракрасного прошедшего, инфракрасного отраженного, видимого отраженного, происходила в оптическом многоканальном анализаторе, там же сигнал оцифровывался. Результат оцифровки выводился на монитор компьютера.

2.2. Эксперименты на реберном хряще.

Эксперименты с реберным хрящом были проведены на установке с двойной интегрирующей сферой (рис. 2).

Свежий реберный хрящ замораживали и хранили при температуре -10 °С и 100% влажности. Перед проведением эксперимента хрящ размораживали и разрезали на пластины толщиной 1.5-2 мм. Из них с помощью пуан-

сона вырезали диски диаметром 10 мм, которые закреплялись в специальном держателе.

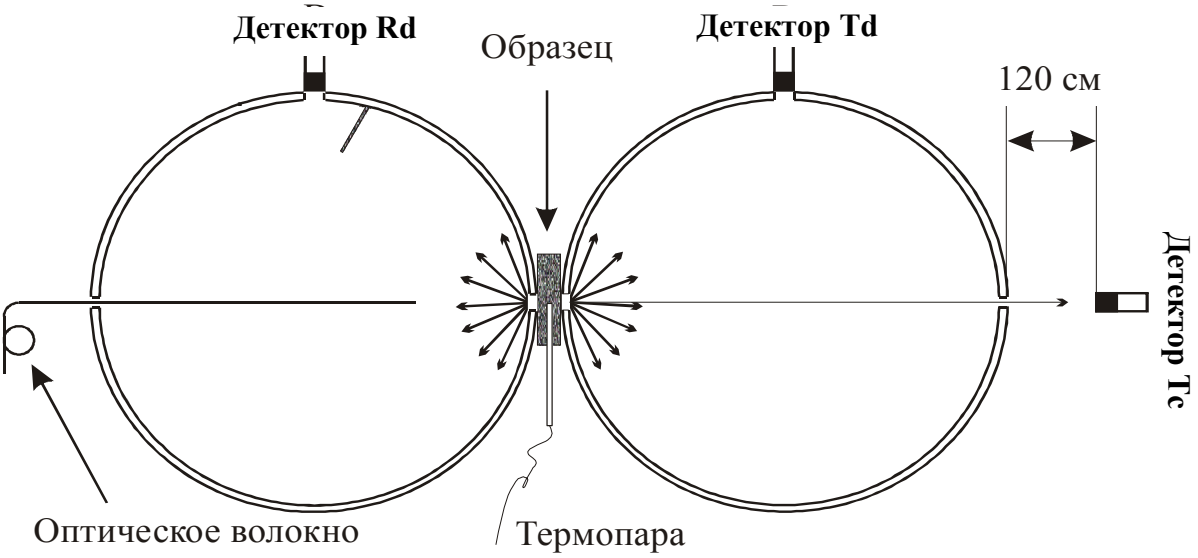


Рис. 2. Схема установки двойной интегрирующей сферы для измерения оптических параметров биоматериалов

Для определения зависимости оптических параметров от температуры нами был разработан оригинальный измерительный комплекс, включающий волоконный лазер, двойную интегрирующую сферу и блок измерения температуры образца. Установка состоит из двух сфер, внутренняя поверхность которых покрыта мелкодисперсным сульфатом бария, обеспечивающим практически стопроцентное отражение излучения ИК диапазона. В результате в сферах создается однородное световое поле, которое не зависит от направления облучения, а регистрация сигнала может быть произведена в любой точке сфер.

Излучение лазера с длиной волны 1,56 мкм подавалось через оптическое волокно диаметром 600 мкм под углом 90^0 на образцы исследования. В режиме реального времени одновременно осуществлялось измерение диффузного отражения (Rd), диффузного (Td) и коллимированного (Tc) пропускания, необходимые для расчета оптических параметров обратным методом Монте-Карло, и температуры при лазерном нагреве, что позволило построить зависимость коэффициента поглощения (μ_a), рассеяния (μ_s) от температуры.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ

Результаты экспериментов на роговице глаза приведены на Рис 3, 4, 5:

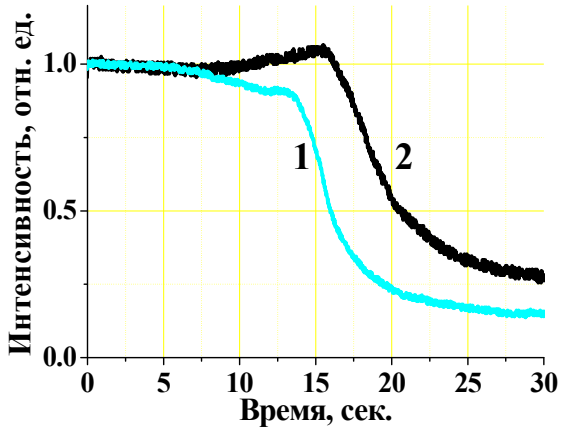


Рис 3. Динамика сигналов для in vitro роговицы глаза мини - свиньи. Облучение производилось для периферической и центральной области роговицы, вдоль роста волокон. 1 - Видимый прошедший сигнал от периферической области роговицы, 2 - Видимый прошедший сигнал от центральной области роговицы

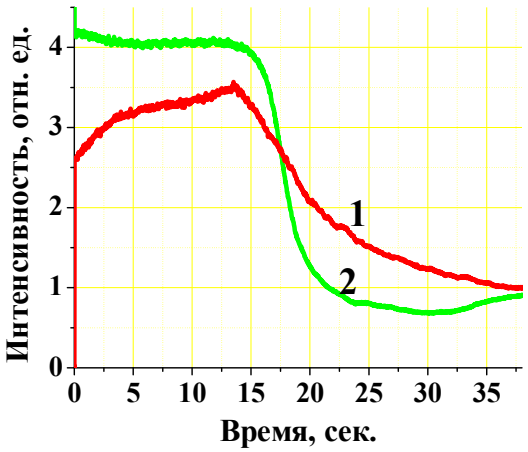


Рис 4. Динамика сигналов для in vitro роговицы глаза мини - свиньи. Облучение производилось для периферической области роговицы, вдоль роста волокон. 1 - Инфракрасный прошедший сигнал, 2 - Видимый прошедший сигнал

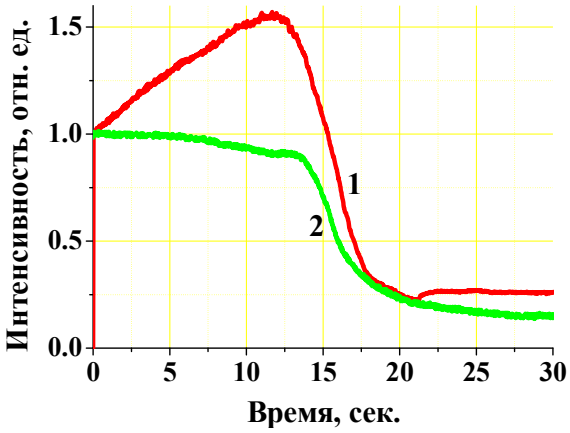


Рис 5. Динамика сигналов для in vitro роговицы глаза мини - свиньи. Облучение производилось для периферической области роговицы, вдоль роста волокон. 1 - Инфракрасный прошедший сигнал, 2 - Видимый прошедший сигнал

Сравнивая оптические свойства для видимого диапазона центральной и периферической областей роговицы (Рис 3), можно сделать заключение о том, что периферическая область менее устойчива к лазерному нагреву.

Сравнивая динамику прошедшего инфракрасного и видимого сигналов (Рис 4), можно сделать вывод, что ткань роговицы более устойчива к лазерному воздействию в видимом, нежели в инфракрасном диапазоне длин волн.

Анализируя динамику сигналов для роговицы глаза, можно сделать вывод: на графиках присутствуют экстремум, спад и рост интенсивности сигнала за исследуемый период времени облучения. Интенсивность прошедшего через образец видимого света в первый момент времени слегка уменьшается за счет увеличения рассеяния света, которое может быть связано с образованием газовых пузырьков. Интенсивность же инфракрасного прошедшего сигнала растет из-за того, что происходит отток жидкости, влияющий на поглощение биологической ткани (массо - перенос воды). Возникший экстремум и резкий спад при достаточно продолжительном нагреве связан с процессами денатурации ткани.

Результаты экспериментов на реберном хряще представлены на рисунках 6, 7, 8 и 9. Рисунок 7 показывает, что при облучении хрящевой ткани вдоль и поперек роста волокон существует оптическая анизотропия хряща. Из рисунков 8 и 9 видно, что в процессе нагрева коэффициент рассеяния увеличился, в то время как коэффициент поглощения уменьшился.

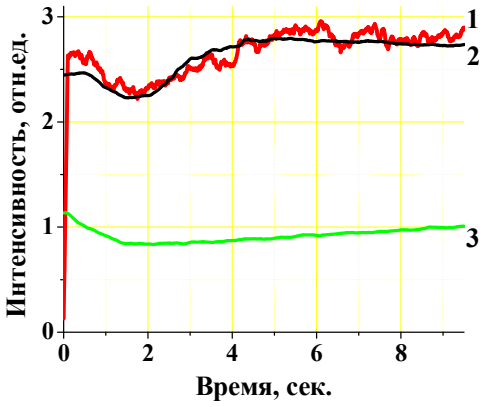


Рис 6. Динамика сигналов для реберного хряща свиньи на оптоволоконной системе. 1 - Инфракрасный отраженный сигнал, 2 - Видимый отраженный сигнал, 3 - Видимый прошедший сигнал

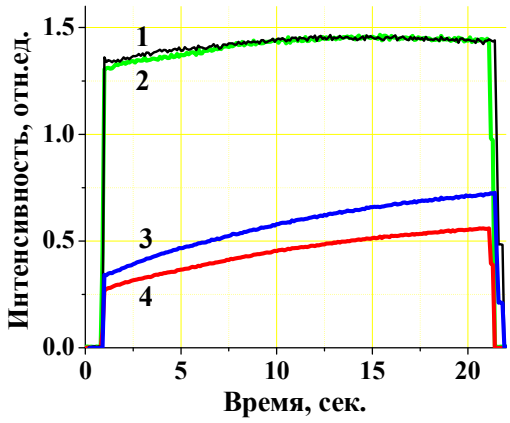


Рис 7. Динамика прошедшего и отраженного инфракрасного излучения для различной ориентации реберного хряща. 1 - Отраженный ИК, облучение вдоль роста волокон, 2 - Отраженный ИК, облучение поперек роста волокон, 3 - Прошедший ИК, облучение вдоль роста волокон, 4 - Прошедший ИК, облучение поперек роста волокон

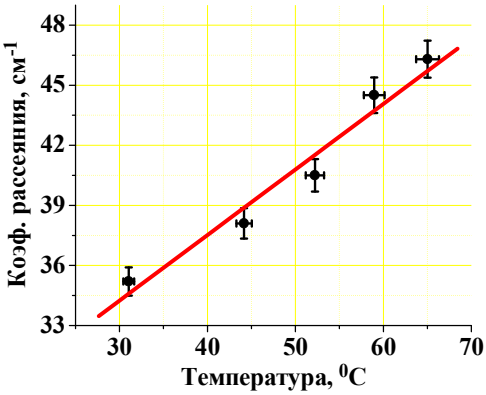


Рис 8. Зависимость коэффициента рассеяния образца реберного хряща от температуры в течение лазерного нагрева

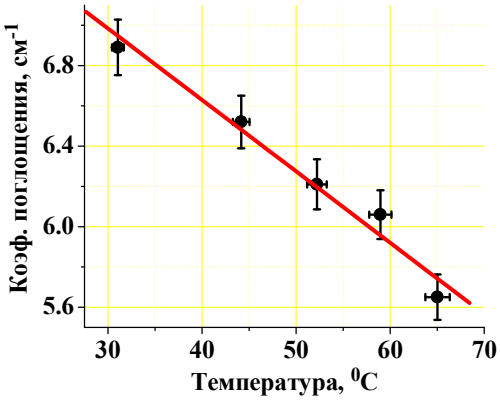


Рис 9. Зависимость коэффициента поглощения образца реберного хряща от температуры в течение лазерного нагрева

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате работы была показана возможность наблюдения структурных изменений оптических свойств роговицы глаза при неразрушающем воздействии инфракрасного лазерного излучения с длиной волны 1,56 мкм. По предложенной методике можно подобрать безопасный режим лазерного облучения роговицы глаза. Временные зависимости интенсивностей прошедшего и отраженного инфракрасного излучения и зондирующего света, измеренные с помощью оптоволоконной системы, показали наличие экстремумов, которые являются индикаторами структурных изменений в биотканях при лазерном нагреве.

Исследование оптических свойства центральной и периферической областей роговицы в видимом диапазоне показало, что периферическая область менее устойчива к лазерному нагреву. Сравнительная динамика прошедшего инфракрасного и видимого сигналов, позволила сделать вывод о том, что ткань роговицы более устойчива к лазерному воздействию в видимом, нежели в инфракрасном диапазоне длин волн.

Получены зависимости коэффициентов рассеяния и поглощения реберного хряща от температуры. Показано, что рассеяние в ткани реберного хряща намного больше, чем поглощение. При облучении хрящевой ткани вдоль и поперек роста волокон существует оптическая анизотропия хряща.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Баграташвили В.Н., Соболь Э.Н., Шехтер А.Б.. Лазерная инженерия хрящей. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2006.

2. Sobol E, Sviridov A, Kitai M, Gilligan JM, Tolk NH, Edwards GS. Time-resolved, light scattering measurements of cartilage and cornea denaturation due to free electron laser radiation // J Biomed Opt 2003, V. 8, № 2, P. 216-238

3. Соболь Э.Н., Большунов А.В., Баум О.И., Захаркина О.Л., Омельченко А.И., Сипливый В.И. «Биофизические аспекты взаимодействия лазерного излучения с тканями глаза» / Сборник трудов научно-практической конференции «Лазеры в офтальмологии: вчера, сегодня, завтра», 2009, Москва, С. 484-488.

4. Большунов А.В., Хомчик О.В., Соболь Э.Н., Баум О.И., Омельченко А.И., Щербаков Е.М. «Повышение гидропроницаемости склеры с помощью неразрушающего лазерного воздействия (экспериментальное исследование)» / IX Всероссийская научно-практическая конференция с международным участием «Федоровские чтения-2011» 2011, Россия, Москва, С.250.

НЕМАРКОВСКАЯ РЕЛАКСАЦИЯ И СПЕКТРЫ ИЗЛУЧЕНИЯ ДВУХУРОВНЕВЫХ АТОМОВ

А.О. Тучин

Самарский Государственный Университет
ty4a@rambler.ru

АННОТАЦИЯ

В работе рассмотрены процессы с короткой памятью для системы двух диполь-дипольно взаимодействующих атомов. Построен спектр излучения и предположено, что эффекты памяти могут быть обнаружены в спектрах излучения.

1. ВВЕДЕНИЕ

Марковские процессы, эволюция которых зависит от «прошлого» состояния процесса только через «настоящее», более широко изучены в отличие от немарковских процессов. В немарковских эволюция любого заданного значения времени зависит от эволюции, предшествовавшей этой моменту времени. Другими словами, «будущее» немарковского процесса зависит от его «прошлого». Приближение марковости является сильным упрощением физической природы явлений. Простота описания эволюции марковских процессов, по-видимому, послужило причиной приписывания свойств марковости различным физическим процессам [1].

Соответственно изучение процессов с учетом эффектов памяти представляет большую практическую значимость, так как процессы без учета памяти являются более узким классом процессов.

2. ИЗЛУЧЕНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ ДВУХУРОВНЕВЫХ АТОМОВ

Рассмотрим поведение взаимодействующих атомов при наличии у системы короткой памяти. Гамильтониан системы идентичных взаимодействующих двухуровневых атомов запишем в виде [2]:

$$H = \hbar\sum_k \omega_k b_k b_k^+ + \hbar\omega_0 \sum_p \sigma_p^z + \hbar\sum_{k,p}\left(g_{kp} b_k \sigma_p^+ e^{i\vec{k}\cdot\vec{R}_{pp'}} + э.с.\right) + \sum_{p\neq p'} V_{pp'}\sigma_p^+\sigma_{p'}^- \quad (1)$$

где $g_{kp} = \frac{\omega_0}{\omega_k}\sqrt{\frac{2\pi\omega_k}{\hbar V}}\mu_p \hat{e}_\lambda$ – константа атом – полевого взаимодействия, V – объем квантования, $\hat{e}_\lambda$ и μ_p соответственно единичный вектор поляризации и матричный элемент дипольного момента атома, $\vec{k}$ – волновой вектор, а $\vec{R}_p$ – его радиус-вектор атома, $V_{pp'}$ – константа диполь-дипольного взаимодействия, наведенного внешним лазерным полем, отстроенным от резонанса, b_k^+ и b_k операторы рождения и уничтожения фотонной моды частоты ω_k соответственно, $\sigma_p^\pm$ – атомные операторы переходов между уровнями, σ_p^z – операторы полуразности населенностей, ω_0 – частота атомного перехода.

В формуле (1) первое слагаемое – гамильтониан термостата. Второе – описывает свободные двухуровневые атомы, без учета взаимодействия. Третье – описывает взаимодействие атомов с термостатом. Четвертое – описывает диполь – дипольное взаимодействие атомов между собой.

Переходим в представление взаимодействия:

$$H_I = e^{\frac{i}{\hbar}H_0 t} H e^{\frac{i}{\hbar}H_0 t} = \hbar\sum_{k,p}\left(g_{kp} b_k \sigma_p^+ e^{i\vec{k}\vec{R}_{pp'}+i(\omega_0-\omega_k)t} + э.с.\right) + \sum_{p\neq p'} V_{pp'}\sigma_p^+\sigma_{p'}^-, \qquad (2)$$

где H_0 – гамильтониан системы без учета взаимодействия.

Следуя технике получения операторно-кинетического уравнения для систем с короткой памятью по теории возмущения [3], можно получить кинетическое уравнение для атомной системы. При этом мы полагаем, что температура термостата равна нулю:

$$\dot{\rho} = -i\sum_{p\neq p'}\Omega_{pp'}[\sigma_p^+\sigma_{p'}^-,\rho] - \sum_{p,p'}\frac{\gamma_{pp'}}{2}\left\{\sigma_p^+\sigma_{p'}^-,\rho + \rho\sigma_p^+\sigma_{p'}^- - 2\sigma_{p'}^-,\rho\sigma_p^+\right\} +$$

$$+\frac{i}{4}\sum_{jj'pp'} b_{jj'pp'}\left(-2(\sigma_p^+,\sigma_p^-\sigma_i^-\rho\sigma_{i'}^+ - \sigma_i^-\rho\sigma_{i'}^+\sigma_p^+,\sigma_{p'}^-) + [\sigma_i^+\sigma_{i'}^-\sigma_p^+,\sigma_p^-,\rho]\right). \qquad (3)$$

где независящие от времени константы определяются следующим образом:

$$\Omega_{pp'} = \frac{3\gamma_0}{4}\left\{-\frac{\cos(kR_{pp'})}{kR_{pp'}} + \frac{\sin(kR_{pp'})}{(kR_{pp'})^2} + \frac{\cos(kR_{pp'})}{(kR_{pp'})^3}\right\} = \gamma_0\Omega(kR_{pp'}),$$

$$\gamma_{pp'} = \frac{3\gamma_0}{2}\left\{\frac{\sin(kR_{pp'})}{kR_{pp'}} + \frac{\cos(kR_{pp'})}{(kR_{pp'})^2} - \frac{\sin(kR_{pp'})}{(kR_{pp'})^3}\right\} = \gamma_0\varphi(kR_{pp'}),$$

$$\gamma_0 = \frac{4\omega_0^3}{3\hbar c^3}d^2,\ b_{jj'pp'} = \gamma_{jj'}\frac{\partial\gamma_{pp'}}{\partial\omega_0} \qquad (4)$$

$R_{pp'} = \left|\vec{R}_{pp'}\right|$ – длина вектора, соединяющего атомы. γ_0 – характерная константа распада, возникающая в теории одного атома, d – дипольный момент атома. При выводе считалось, что дипольные моменты атомов параллельны между собой и перпендикулярны линии их соединяющей.

3. РЕШЕНИЕ ОПЕРАТОРНО-КИНЕТИЧЕСКОГО УРАВНЕНИЯ

Для решения уравнения (3) необходимо выбрать адекватный рассматриваемой задаче базис. Система двух атомов описывается приводимым представлением группы энергетического спина SU(2), равным прямому произведению ее неприводимых представлений $T^{\frac{1}{2}}$, соответствующих спину 1/2. Представление это сводится к прямой сумме неприводимых представлений T^0 и T^1 [4]:

$$T^{\frac{1}{2}} \otimes T^{\frac{1}{2}} = T^0 \oplus T^1 \qquad (5)$$

где T^0 отвечает коллективному спину, равному нулю, а T^1 – коллективному спину равному единице.

Данная система имеет четыре базисных состояния: нижнее $|g\rangle$, верхнее состояние $|u\rangle$, запутанные симметричное $|s\rangle$ и антисимметричное $|a\rangle$. В состоянии $|g\rangle$ оба атома не возбуждены, в $|u\rangle$ – оба возбуждены, состояния $|s\rangle$ и $|a\rangle$ отвечают одному возбужденному и одному невозбужденному атому.

Состояния связаны с исходным базисом для двух (первоначально невзаимодействующих) двухуровневых атомов следующим образом:

$$|g>=|1,1>=|1>\otimes|1>,\ |u>=|2,2>=|2>\otimes|2>,$$

$$|s>=\frac{1}{\sqrt{2}}\left(|1,2>+|2,1>\right),|a>=\frac{1}{\sqrt{2}}\left(|1,2>-|2,1>\right). \qquad (6)$$

Без учета взаимодействия, состояния $|s\rangle$ и $|a\rangle$ вырождены, то есть соответствуют одному уровню энергии.

Для матричных элементов оператора плотности в определенном выше базисе получается система из 16 обыкновенных дифференциальных уравнений, которая распадается на группы несвязанных уравнений. Решения для матричных элементов редуцированной матрицы плотности в выбранном базисе выглядят следующим образом:

$$
\left.
\begin{aligned}
&\rho_{gg}(t) = 1 - \left(\rho_{aa}(t) + \rho_{ss}(t) + \rho_{uu}(t)\right),\\
&\rho_{uu}(t) = e^{-2t\gamma_0}\rho_{uu}(0),\\
&\rho_{aa}(t) = \frac{e^{-2t\gamma_0} Y\rho_{uu}(0) + e^{tY}\left(Z\rho_{aa}(0) - Y\rho_{uu}(0)\right)}{Z},\\
&\rho_{ss}(t) = \frac{e^{-t\left(2\gamma_0+\gamma_{12}\right)}\left(e^{t\gamma_{12}} Z\rho_{uu}(0) + e^{t\gamma_0}\left(Y\rho_{ss}(0) - Z\rho_{uu}(0)\right)\right)}{Y},\\
&\rho_{ug}(t) = e^{it(\beta+i)\gamma_0}\rho_{ug}(0), \quad \rho_{us}(t) = e^{\frac{1}{4}itC}\rho_{us}(0),\\
&\rho_{sa}(t) = e^{\frac{1}{2}itF}\rho_{sa}(0), \qquad \rho_{au}(t) = e^{-\frac{1}{4}itK}\rho_{au}(0),\\
&\rho_{ag}(t) = \frac{e^{\frac{1}{4}itK} YA\rho_{ua}(0) + e^{\frac{1}{4}itL}\left(T\rho_{ag}(0) - YA\rho_{ua}(0)\right)}{T},\\
&\rho_{sg}(t) = \frac{e^{-\frac{1}{4}itD}\left(P\rho_{sg}(0) - B\left(e^{\frac{1}{4}it(C+D)} Z - \gamma_0 - \gamma_{12}\right)\rho_{us}(0)\right)}{P},\\
&\rho_{ij}(t) = \rho^{*}_{ji}(t).
\end{aligned}
\right\} \qquad (7)
$$

Здесь звездочкой обозначено комплексное сопряжение и введены следующие обозначения:

$$
\begin{aligned}
&C = 4g_{12} + \left(3\beta - \beta_{12} + 6i\right)\gamma_0 - \left(\beta + \beta_{12} - 2i\right)\gamma_{12}, \quad D = 4g_{12} - BZ,\\
&K = -4g_{12} + \left(3\beta + \beta_{12} - 6i\right)\gamma_0 + \left(\beta - \beta_{12} + 2i\right)\gamma_{12}, \; L = 4g_{12} - \left(\beta - \beta_{12} + 2i\right)Y,\\
&Z = \gamma_0 + \gamma_{12}, \quad T = \left(4g_{12} - B\gamma_0 + \left(\beta_{12} - \beta\right)\gamma_{12}\right),\\
&P = 4g_{12} + \left(\beta - \beta_{12} + 2i\right)\gamma_0 - \left(\beta + \beta_{12}\right)\gamma_{12}, \quad B = \beta + \beta_{12} + 2i,\\
&Y = \gamma_{12} - \gamma_0, \quad F = -4g_{12} + \left(\beta_{12} + 2i\right)\gamma_0 + \beta\gamma_{12},\\
&\beta = \frac{\partial\gamma}{\partial\omega}|_{\omega_0}, \; \beta_{12} = \frac{\partial\gamma_{12}}{\partial\omega}|_{\omega_0}.
\end{aligned}
\qquad (8)
$$

4. СПЕКТРЫ ИЗЛУЧЕНИЯ ДВУХУРОВНЕВЫХ АТОМОВ

Спектр излучения системы двух атомов определяется выражением [5]:

$$S(\omega)=\frac{1}{\pi}\mathrm{Re}\left\{\int_0^\infty dt(<\sigma_1^+(t)\sigma_1^-(0)>+<\sigma_2^+(t)\sigma_2^-(0)>)e^{-i\omega t}+\right.$$
$$\left.\cos(\Delta\vec{k}\vec{R})\int_0^\infty dt(<\sigma_1^+(t)\sigma_2^-(0)>+<\sigma_2^+(t)\sigma_1^-(0)>)e^{-i\omega t}\right\}, \quad (9)$$

где $\Delta\vec{k}=\vec{k}-\vec{k}'$, разность волновых векторов падающей и излученной волн. Слагаемые содержащие $\cos(\Delta\vec{k}\vec{R})$ описывают интерференцию.

Используя квантовую теорему регрессии Лэкса [6], спектр $S(\omega)$ можно рассчитать из решений уравнения (3). Форма контура линии излучения приводится к виду:

$$S(\omega)=\mathrm{Re}\left(\frac{16i}{\pi}\left\{\frac{\sin^2\alpha\rho_{sa}(0)}{4\omega_c+L^*}-\cos^2\alpha\left[\frac{\rho_{ss}(0)}{4\omega_c-D^*}-\frac{\rho_{uu}(0)}{4\omega_c+C^*}+\right.\right.\right.$$
$$\left.\left.\left.+\frac{ZB^*\rho_{uu}(0)}{\left(4\omega_c+C^*\right)P^*}-\frac{ZB^*\rho_{uu}(0)}{\left(4\omega_c-D^*\right)P^*}\right]\right\}\right), \quad (10)$$

где использованы обозначения: $\alpha=\frac{\Delta\vec{k}\vec{R}}{2}, \omega_c=\omega-\omega_0$. Остальные константы в формуле (10) те же, что и в решениях (7).

Графики, иллюстрирующие полученную формулу, для различных параметров представлены на рисунке 1. Марковский случай с безразмерным параметром $\beta=0$ взят из работы [2]. В немарковских случаях параметр β принят преувеличенно большим, чтобы сделать на рисунках более наглядным влияние эффекта памяти. Немарковость приводит к сдвигу основного максимума в сторону уменьшения частоты и уменьшения второго пика в контуре.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе показывается, как строится операторно-кинетическое уравнение для двух идентичных взаимодействующих двухуровневых атомов, из решения которого находится спектр излучения. Показано, что учет немарковости процесса заметно модифицирует контур излучения. Соответ-

ственно, вероятно, обнаружение эффектов памяти возможно экспериментально в спектрах излучения.

В дальнейшем планируется рассмотреть поведение двухуровневых атомов, которые не покоятся относительно друг друга.

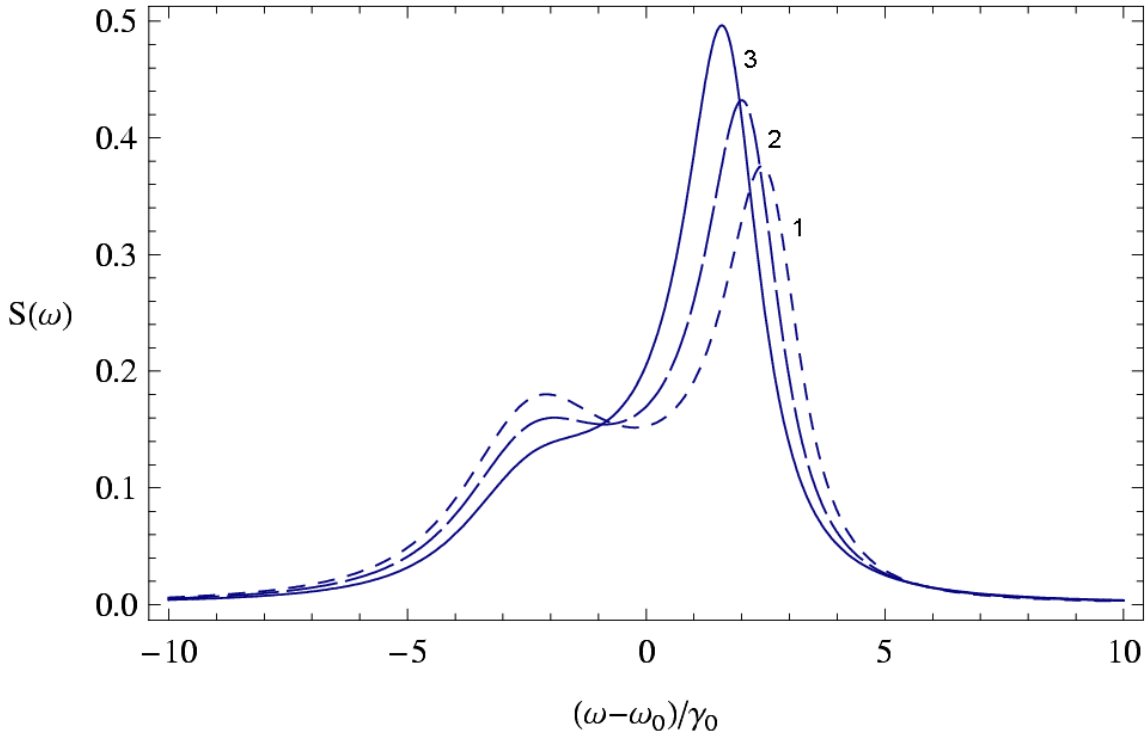


Рис. 1. Контур линии излучения взаимодействующих двухуровневых атомов в немарковском случае. Параметры в системе $kR = \pi/5$, $\gamma_0 = 1$, $\Delta\vec{k}\vec{R} = \pi/6$, $\rho_{ss} = 0.5$, $\rho_{ш} = 0.5$, $\rho_{sa} = 0$. Кривая 1: $\beta = 0$ (марковский случай), кривая 2: $\beta = 0.5$, кривая 3: $\beta = 1$

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кляцкин В.И. Стохастические уравнения. Теория и ее приложения к акустике, гидродинамике и радиофизике. Т. 1. М.: Физматлит, 2008. 117 с.

2. Горохов А.В., Семин В.В. Излучение системы двух идентичных взаимодействующих атомов // Изв. РАН. Серия физическая, 2009. Т. 73. N 4. С. 548–550.

3. Gorokhov A., Semin V., Tuchin A. Non-Markovian effects in relaxation of two-level atoms in external laser fields and radiation spectra / Asia-Pacific Conference on Fundamental Problems of Opto- and Microelectronics (Russia, Moscow-Samara, 4-8 July). - LPI, 2011. - 1 DVD-ROM, SAMP7.

4. Горохов А.В. Генерация и разрушение квантовой когерентности // Теоретическая физика, 2001. Т.2. С. 74-85.

5. Горохов А.В., Семин В.В. Расчет спектра флуоресценции двух взаимодействующих атомов во внешнем поле // Оптика и спектроскопия, 2009. Т. 107. N 4. С. 618-623.

6. Lax M. Quantum Noise. XI. Multitime correspondence between quantum and classical stochastic processes // Phys. Rev. 1968. V. 172. P. 350-361.

СИНТЕЗ МАТЕМАТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ АМПЛИТУДНОГО ОПТОВОЛОКОННОГО ДАТЧИКА ПЕРЕМЕЩЕНИЙ РЕФЛЕКТОМЕТРИЧЕСКОГО ТИПА

Е.В. Гришанова

Самарский государственный аэрокосмический университет им. акад.С.П. Королева (национальный исследовательский университет)
grisha_kat@mail.ru

АННОТАЦИЯ

Синтезирована математическая модель, описывающая в аналитической форме зависимость выходного сигнала амплитудного оптоволоконного датчика перемещений рефлектометрического типа от расстояния между свободными торцами оптоволокон и поверхностью движущегося объекта. Модель описывает все характерные особенности поведения передаточной кривой датчика и может использоваться для оперативного согласования конструктивных параметров оптоволокон с диапазоном измеряемых перемещений.

1. ВВЕДЕНИЕ

Оптическая схема чувствительного элемента амплитудного волоконно-оптического датчика перемещений рефлектометричекого типа, состоящего из двух отрезков одинакового оптоволокна со свободными полированными торцами, расположенными в одной плоскости перпендикулярной плоскости рисунка представлена на рис. 1. Зеркальный объект, перемещение которого и является искомым параметром, находится на переменном расстоянии l от торцов зонда. Перемещение объекта в направлении оптических осей оптоволокон вызывает изменение потока излучения, попадающего из передающего оптоволокна 1 в приемное 2.

Целями создания математической модели являлись оценка доли потока излучения, перетекающего из передающего оптоволокна в приемное в результате отражения от зеркальной поверхности, и определение вида передаточной характеристики – зависимости этой доли от расстояния l. Первое необходимо при выборе излучателя и фотоприемника системы измерения, а второе – при выборе оптико-геометрических параметров оптоволокон на за-

данный диапазон перемещений объекта. Для упрощения рассуждений и выкладок приёмное и передающее оптоволокна выбраны одинаковыми и расположенными вплотную друг к другу. Последнее соответствует условию минимизации поперечных размеров чувствительного элемента, накладываемому ограниченным по габаритам доступом к объекту измерения.

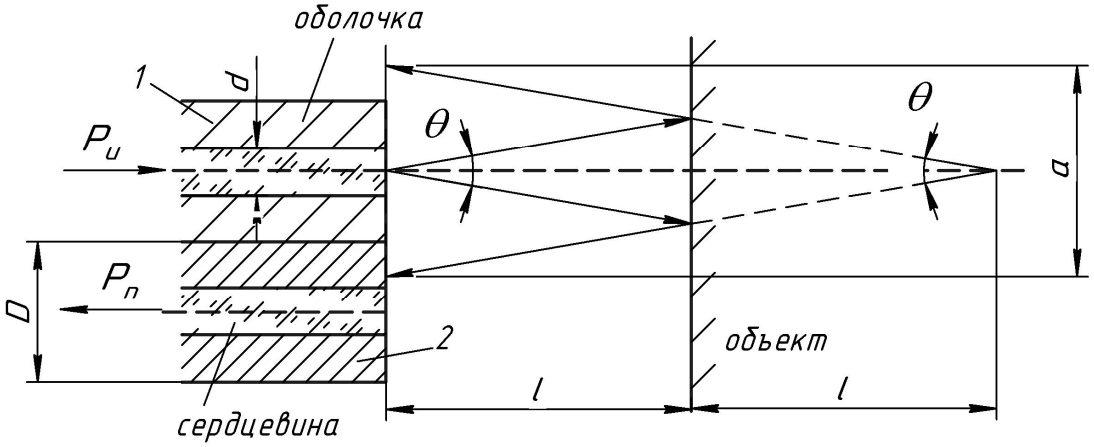


Рис. 1. Оптическая схема чувствительного элемента амплитудного волоконно-оптического датчика перемещений рефлектометрического типа: 1 – передающее оптоволокно; 2 – приемное оптоволокно; θ – угол раскрытия конуса излучения; d – диаметр сердцевины оптоволокна; D – диаметр оптоволокна; P_u – мощность излучения на выходе оптоволокна; $P_п$ - мощность излучения в приемном оптоволокне; l – расстояние от торцов оптоволокна до перемещающегося зеркального отражателя; a – диаметр основания конуса лучей в плоскости торцов оптоволокон

При построении передаточной характеристики чувствительного элемента – зависимости мощности излучения, перетекающей в приемное волокно после отражения от объекта $P_п$, от расстояния l в качестве масштабирующего геометрического параметра целесообразно выбрать диаметр волокна D, т.к. именно он и определяет размеры чувствительного элемента. Поэтому передаточная характеристика строится в координатах

$$y = f(x, \theta, \delta), \qquad (1)$$

где $y = P_п/P_u$ – относительная мощность; $x = l/D$ – относительное расстояние, $\delta = d/D$ – относительный диаметр сердцевины оптоволокна.

Угол раскрытия конуса излучения θ определяется числовой апертурой используемого оптоволокна и связан с ней выражением [1]:

$$\theta = 2 \arcsin(NA) = 2 \arcsin [(n_1)^2 - (n_2)^2]^{0,5}, \qquad (2)$$

где NA – числовая апертура оптоволокна; n_1 – показатель преломления сердцевины оптоволокна; n_2 – оболочки оптоволокна. Величины d, D, NA являются основными параметрами оптоволокна и должны указываться в сопроводительной документации на него. Поэтому параметры модели (1) θ и δ при ориентации на серийные оптоволокна могут считаться заданными.

Форму передаточной функции построим при следующих предположениях, существенно упрощающих математические выкладки: плотность мощности излучения по площади основания конуса лучей – равномерная; вершина конуса лучей совпадает с центром торца сердцевины передающего оптоволокна; отражением света от торцов оптоволокна пренебрегаем; внутри приемного оптоволокна могут распространяться лишь лучи, попадающие на торец сердцевины и имеющие углы падения в пределах от 0 до (θ/2); объект имеет плоскую зеркальную поверхность, ориентированную параллельно плоскости свободных торцов оптоволокон, с коэффициентом отражения равным 1. Принятые упрощения позволяют представить передаточную функцию в виде аналитически заданной кривой, форма и характерные особенности которой находят подтверждение как в литературных источниках [2 - 5], так и в экспериментах по градуировке датчика с помощью микрометрических приспособлений.

2. СИНТЕЗ МАТЕМАТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ

Качественно можно прогнозировать следующие особенности передаточной функции: а) при расстояниях $0 \le x < x_1$ $y = 0$ существует зона нечувствительности, когда излучение не попадает на сердцевину приемного оптоволокна; б) при расстояниях $x_1 \le x < x_2$ y изменяется немонотонно, возрастая до максимального значения y_{max} из-за быстрого роста площади перекрытия торца сердцевины приемного оптоволокна основанием конуса отраженных объектом лучей; в) при расстояниях $x \ge x_2$ y спадает асимптотически обратно пропорционально x^2 по причине спада плотности мощности излучения по площади основания конуса лучей, отраженных объектом, в плоскости свободных торцов чувствительного элемента датчика. Из геометрических построений, представленных на рис. 1, x_1 определяется условием:

$$0{,}5(1 - 0{,}5\,\delta) = x_1 \operatorname{tg}(\theta/2). \qquad (3)$$

Для того, чтобы построить передаточную характеристику чувствительного элемента при $x \geq x_1$, получим выражения для диаметра основания конуса лучей в плоскости торцов – a и плотности мощности излучения в основании этого конуса F:

$$a = 4 \cdot l \cdot tg(\theta/2) = 4 \cdot D \cdot x \cdot tg(\theta/2), \quad (4)$$

$$\mathrm{F} = P_u / S = P_u /(4 \cdot \pi \cdot \mathrm{l}^2 \cdot \mathrm{tg}^2(\theta/2)) = P_u \Big/ \left[4 \cdot \pi \cdot D^2 \cdot x^2 \cdot tg^2\left(\theta/2\right) \right], \quad (5)$$

где S – площадь основания конуса лучей в плоскости торцов оптоволокон.

Область перекрытия конусом лучей сердцевины торца приемного оптоволокна представлена на рис. 2.

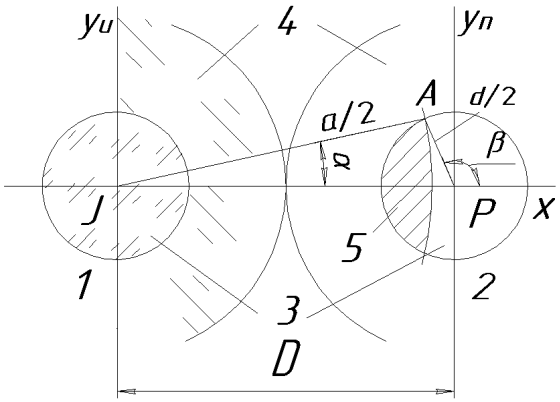


Рис. 2. Форма области перекрытия основанием конуса лучей сердцевины приемного оптоволокна: 1 – торец передающего оптоволокна; 2 – торец приемного оптоволокна; 3 - сердцевины оптоволокон; 4 – оболочки оптоволокон; 5 – область перекрытия

В соответствии с рис. 2, мощность излучения (P_n), попадающая в приемное оптоволокно будет пропорциональна заштрихованной площади перекрытия ($S_{пер}$) сердцевины приемного волокна и основания конуса лучей, выходящих из передающего волокна и отраженных перемещающимся зеркальным отражателем. Кроме того, P_n будет пропорциональна плотности мощности излучения по основанию конуса излучения, описываемой выражением (5).

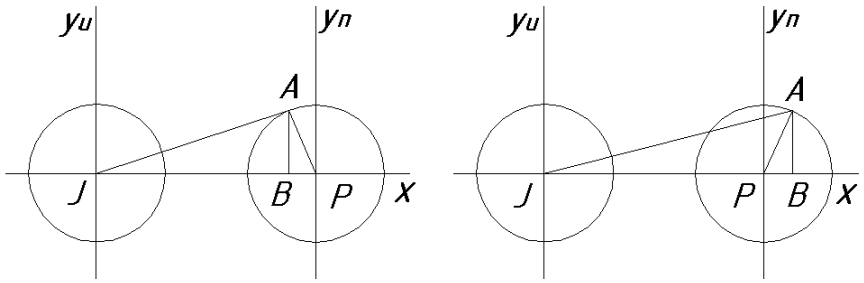
Зависимость $S_{пер}(l)$ для случаев, представленных на рис. 3 будем искать как суммы или разности соответствующих круговых секторов и треугольников.

Для $\beta > 90°$

$$S_{пер1}(l) = 2\left[\left(S_\alpha - S_{\Delta ABJ} \right) - \left(S_\beta - S_{\Delta ABP} \right) \right], \quad (6)$$

где S_α и S_β – площади соответствующих круговых секторов с радиусами $a/2$ и $d/2$ (рис. 2), соответственно. Для $\beta < 90°$

$$S_{пер2}(l) = 2\left[\left(S_\alpha - S_{\Delta ABJ}\right) - \left(S_\beta + S_{\Delta ABP}\right)\right]. \quad (7)$$



а) б)

Рис. 3. Геометрические построения к расчету площади перекрытия:
а) $\beta > 90°$; б) $\beta < 90°$

По теореме косинусов для ΔABJ:

$$\cos\alpha = \frac{(a^2/4) + D^2 - (d^2/4)}{a \cdot D} = \frac{4 \cdot x^2 \cdot tg^2(\theta/2) + 1 - (\delta^2/4)}{4 \cdot x \cdot tg(\theta/2)} . \quad (8)$$

Поскольку угол β является внешним для ΔAPJ, то он связан с углами α и $\angle JAP$ соотношением

$$\beta = \alpha + \angle JAP . \quad (9)$$

Тогда по теореме косинусов для ΔAPJ:

$$\cos\angle JAP = \frac{(a^2/4) + (d^2/4) - D^2}{a \cdot (d/2)} = \frac{x^2 \cdot tg^2(\theta/2) + (\delta^2/4) - 1}{2 \cdot \delta \cdot x \cdot tg(\theta/2)} . \quad (10)$$

Теперь находим каждую из площадей, входящих в выражения (6) и (7):

$$S_\alpha = (\alpha/2\pi) \cdot (\pi a^2/4) = 2 \cdot D^2 \cdot \alpha \cdot x^2 \cdot tg^2(\theta/2) , \quad (11)$$

$$S_\beta = \left[(\pi - \beta)/2\pi\right] \cdot (\pi d^2/4) = \left(D^2 \cdot (\pi - \beta) \cdot \delta^2\right)/8 , \quad (12)$$

$$S_{\Delta ABJ} = (AJ \cdot BJ \cdot \sin\alpha)/2 = D^2 x\left[2x^2 tg^2(\theta/2) + 0{,}5 - (\delta^2/8)\right] \times \times tg(\theta/2) \cdot \sin\alpha, \quad (13)$$

$$S_{\Delta ABP} = \left[d \cdot BP \cdot \sin(\pi - \beta)\right]/4 = D^2\left(\delta^2 \sin 2\beta\right)/16 . \quad (14)$$

При выводе зависимостей площадей треугольников (13) и (14) от безразмерных параметров использовались соотношения

$$BJ = AJ \cdot \cos\alpha = 2 \cdot l \cdot tg\left(\theta/2\right) \cdot \cos\alpha = \\ = \left[4 \cdot l^2 \cdot tg^2(\theta/2) + D^2 - (d^2/4)\right] \Big/ \left(2 \cdot D\right), \tag{15}$$

$$BP = \left(d/2\right) \cdot \cos\left(\pi - \beta\right) . \tag{16}$$

Подстановка выражений (11) - (14) в (7) с использованием обратных тригонометрических функций для расчета значений α и $\angle JAP$ по (8) и (10) позволяет получить явный вид зависимости площади перекрытия сердцевины приёмного оптоволокна основанием конуса лучей как функции одной переменной от безразмерного параметра x $S_{пер}(x)$ на полуинтервале $x_1 \le x < x_2$. Переход (7) в (6) происходит автоматически при возрастании β от нуля до π, т.к. выражение (14) меняет знак в точке $\beta = (\pi/2)$ с положительного на отрицательный.

Значение безразмерного расстояния, соответствующего моменту полного перекрытия основанием конуса лучей сердцевины приемного оптоволокна, x_2 является решением уравнения

$$0{,}5(1 + 0{,}5\ \delta) = x_2\ \mathrm{tg}(\theta/2). \tag{17}$$

При $x > x_2$ площадь перекрытия остается постоянной и равной площади поперечного сечения сердцевины приёмного оптоволокна S_c

$$S_c = (\pi \cdot \delta^2\ D^2)/4, \tag{18}$$

а значение мощности, перетекающей из передающего оптоволокна в приёмное будет спадать за счет уменьшения плотности мощности F, описываемой выражением (5). Таким образом, полное выражение для передаточной функции примет вид

$$y(x, \theta, \delta) = \begin{cases} 0, & x \in \left[0, x_1\right) \\ F \cdot S_{пер} \big/ P_u, & x \in [x_1, x_2) \\ F \cdot S_c \big/ P_u, & x \in [x_2, \infty) \end{cases} . \tag{19}$$

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработана математическая модель амплитудного оптоволоконного датчика расстояния до объекта контроля в форме аналитически заданной передаточной характеристики, которая, с одной стороны, воспроизводит все качественно предсказанные особенности поведения выходного сигнала датчика от расстояния, а, с другой стороны, позволяет получать количественные оценки основных параметров датчика: максимального коэффици-

ента использования потока излучения, диапазона измеряемых расстояний и нелинейность.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Волоконно-оптические датчики / Под ред. Т. Окоси. - Л.: Энергоатомиздат, 1990. - 256 с.

2. Джексон Р.Г. Новейшие датчики. – М.: Техносфера, 2007. – 384 с.

3. Даниэлян Г.Л., Бажанов Ю.В., Савосин С.В., Марков С.Н. Разработка широкодиапазонного сенсора – мини спектрометра с волоконным вводом – для спектрального анализа биологических структур и жидкостей. // Оптический журнал. - 2007. - Т. 74. - № 12. - С. 55 - 61.

4. Зак Е.А. Волоконно-оптические преобразователи с внешней модуляцией. – М.: Энергоатомиздат, 1989. – 128 с.

5. Патлах А.Л. Амплитудные преобразователи физических величин на основе регулярных световодов // Измерения, контроль, автоматизация. – 1987. – №2. - С.14 – 31.

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С МНОГОКРАТНО РАССЕИВАЮЩИМИ ФЛУОРЕСЦИРУЮЩИМИ СРЕДАМИ

И.А. Братченко, В.П. Захаров

Самарский государственный аэрокосмический университет им. ак. С.П. Королева (национальный исследовательский университет)
ud_liche@mail.ru

АННОТАЦИЯ

Целью работы является построение математической модели взаимодействия оптического излучения с многократно рассеивающими флуоресцирующими средами и развитие экспресс методов анализа свойств данных сред, а так же анализ точности описания рассеяния излучения рассматриваемыми средами различными методиками. В качестве методов исследования были использованы: метод Монте-Карло, PL-приближение (приближение сферических гармоник).

1. ВВЕДЕНИЕ

На сегодняшний день исследование взаимодействия оптического излучения с многократно рассеивающими средами представляет собой комплексную задачу. Для определения оптических характеристик среды исследователям приходится проводить многочисленные эксперименты, что требует значительных временных затрат [1]. Альтернативой физическому эксперименту в решении данной проблемы является математическое моделирование, способное в короткие сроки поставить требуемую информацию о характеристиках многократно рассеивающих сред [2]. Возможности быстрого внесения изменений в модель среды позволяют обеспечивать многократное проведение численных экспериментов для различных вариаций характеристик среды, что наряду с возможностями моделирования различных топологий исследуемых сред делает математическое моделирование быстрым и удобным способом исследования многократно рассеивающих сред.

Метод Монте-Карло является точным и хорошо исследованным подходом к задаче описания взаимодействия оптического излучения с многократно рассеивающими средами, но в случае, когда расчет конкретной за-

дачи требуется быстро, метод Монте-Карло уступает приближенным решениям уравнения переноса излучения.

Другим подходом к описанию взаимодействия оптического излучения с многократно рассеивающими средами является использование так называемого P_L приближения. Применимость данного приближения исследована для большого числа различных сред [3] Область применения полученных решений напрямую зависит от выбранных упрощений, а также заранее определяет оптические свойства сред, которые могут быть описаны с помощью какого-либо конкретного упрощения.

В работе продемонстрирован расчет распространения оптического излучения в биологических средах при моделировании на основе метода Монте-Карло и при использовании P_L приближения, модельные данные сопоставлены с экспериментальными.

2. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ МНОГОКРАТНО РАССЕИВАЮЩЕЙ СРЕДЫ С УЧЕТОМ ПРОЦЕССОВ ФЛУОРЕСЦЕНЦИИ

Развитая модель взаимодействия оптического излучения с многократно рассеивающими флуоресцирующими средами рассматривается на основе P_1, P_3 и P_5 приближений, а так же для случая разложения уравнения переноса в ряд по малому параметру и для случая решения уравнения переноса методом Монте-Карло.

Для получения приближенного решения на основе P_L разложения рассмотрим общий вид транспортного уравнения переноса излучения:

$$\frac{dI(z,\vec{s},\lambda)}{dz} = -\mu(z,\lambda)I(z,\vec{s},\lambda) + \frac{\mu_s(z,\lambda)}{4\pi}\int_{4\pi} p_S(\vec{s},\vec{s}')I(z,\vec{s}',\lambda)d\Omega' + \chi_\lambda(z,\vec{s}),$$

здесь μ и μ_s – оптические коэффициенты, зависящие от сечения экстинкции и рассеяния соответственно, s и s` – направления падающего и исходящего лучей, $\Omega$ – малый телесный угол в направлении s, $\chi(r,\overline{s})$ – мощность излучения в единице объема, $p_s(\overline{s},\overline{s}')$ – фазовая функция рассеяния среды, определяющая какая часть излучения, пришедшего по направлению $s$` будет распространяться в направлении s. В данной работе фазовая функция рассеяния была выбрана в виде функции Хени-Гринштейна [4].

Разложение по сферическим гармоникам исходного уравнения переноса приводит к бесконечной системе уравнений. Обрыв системы на опре-

деленном члене и приводит к так называемому P_L приближению. Пример разложения уравнения переноса по сферическим гармоникам приведен в работе [5], поэтому сейчас ограничимся лишь кратким описанием сути разложения и получения системы, описывающей P_5 приближение.

Следует заметить, что выбор нечетных порядков разложения P_L приближения был обусловлен практическим удобством использования системы уравнений для нечетных порядков приближения, так как только нечетные приближения P_L разложения оказались пригодными для получения аналитических результатов [6].

В силу полноты набора сферических гармоник можно разложить лучевую интенсивность, фазовую функцию рассеяния и функцию источника в уравнении переноса в ряд по полиномам Лежандра, Учитывая, что фазовая функция $p_s(\overline{s},\overline{s}')$ зависит только от косинуса угла рассеяния, то и она может быть разложена по полиномам Лежандра, что в конечном итоге превращает уравнение переноса энергии в систему из L + 1 независимых дифференциальных уравнений для коэффициентов разложения $I_k(z)$ компоненты лучевой интенсивности. При этом уравнение k-го порядка будет иметь вид:

$$\frac{k}{2k+1}\frac{dI_{k-1}(z)}{dz}+\mu_k I_k(z)+\frac{k+1}{2k+1}\frac{dI_{k+1}(z)}{dz}=\chi_k(z)\ ,$$

где $\mu_k=\mu_a+\mu_s(1+g^k)$.

Данная система может быть решена при задании граничных условий. Решив данную систему можно будет просуммировать получившийся ряд и найти значение $I(z,s,\lambda)$, что позволит определить пространственное распределение спектральной плотности энергии излучения и потока рассеянного назад излучения.

Поскольку решить систему из бесконечного числа дифференциальных уравнений невозможно, то число уравнений в рассматриваемой системе ограничивают. Принимая L=5, получим систему из шести дифференциальных уравнений для коэффициентов разложения лучевой интенсивности света в среде:

$$\mu_0 I_0(z)+\frac{dI_1(z)}{dz}=\chi_0(z);\ \frac{1}{3}\frac{dI_0(z)}{dz}+\mu_1 I_1(z)+\frac{2}{3}\frac{dI_2(z)}{dz}=\chi_1(z);$$

$$\frac{2}{5}\frac{dI_1(z)}{dz}+\mu_2 I_2(z)+\frac{3}{5}\frac{dI_3(z)}{dz}=\chi_2(z);\ \frac{3}{7}\frac{dI_2(z)}{dz}+\mu_3 I_3(z)+\frac{4}{7}\frac{dI_4(z)}{dz}=\chi_3(z);$$

$$\frac{4}{9}\frac{dI_3(z)}{dz}+\mu_4 I_4(z)+\frac{5}{9}\frac{dI_5(z)}{dz}=\chi_4(z);\ \frac{5}{11}\frac{dI_4(z)}{dz}+\mu_5 I_5(z)=\chi_5(z).$$

Представив граничные условия в виде:

$$\int\limits_{\cos\theta>0} I(z=0,\vec{s})P_k(\vec{s}\vec{n})d\Omega=\int\limits_{\cos\theta<0}\hat{R}(-\vec{s}\vec{n})I(z=0,\vec{s})P_k(\vec{s}\vec{n})d\Omega,$$

Можно получить решение системы для P_5 приближения:

$$I_k(z)=a_{k1}C_1\exp(-\alpha_1 z)+a_{k2}C_2\exp(-\alpha_2 z)+a_{k3}C_3\exp(-\alpha_3 z)+a_{k4}C_4\exp(-\alpha_1 z)+$$
$$+a_{k5}C_5\exp(-\alpha_2 z)+a_{k6}C_6\exp(-\alpha_3 z)+m_k I_0\exp(-\mu z)$$

где $C_{1,2,3,4,5,6}$ – константы, а $a_{1,2,3,4,5,6}$, m_k и $\alpha_{1,2,3}$ являются сложными функциями оптических характеристик исследуемой среды – коэффициента поглощения света, коэффициента рассеяния света и показателя анизотропии g – и рассчитываются при решении системы (2.13) с использованием ЭВМ. Из условия $I_k(z) \to 0$ при $z \to \infty$ (на бесконечности диифузная интенсивность в среде должна обращаться в 0) следует, что $C_4=C_5=C_6=0$. Остальные три произвольные константы как функции известных величин могут быть легко получены с помощью граничных условий.

Для случая наличия в среде флоурофоров, уравнение P_5 приближения превращается в систему из двух уравнений. Первое описывает распространение в рассеивающей среде инициирующего излучения, тогда как второе уравнение решается с учетом разложения:

$$\chi_k(z)=\mu_s g^k I_0\exp(-\mu z),\ \chi_k(z)=\mu_s\frac{1}{4\pi}\sum_k \mathrm{K}_{fk}(z)\exp(-\mu(z-z_0)),$$

$$\mathrm{K}_{fk}=\int\limits_{\Delta\lambda_{in}} d\lambda_{in}\eta_{fk}(z,\lambda,\lambda_{in})\mu_a(z,\lambda_{in})\int\limits_{4\pi} d\Omega_s I(z,\vec{s},\lambda_{in}),$$

где η_{fk} – квантовый выход флуоресценции k-го вещества среды при облучении среды излучением с длиной волны λ_{in}, z_0 – координата k-го флуорофора среды.

Данное разложение учитывает переизлучение части поглощенной энергии с известным квантовым выходом η_{fk} на определенной длине волны λ, при этом считается, что поглощенное излучение распространялось в среде на длине волны λ_{in}. Так же учитывается, что переизлучение энергии происходит изотропно, что позволяет обсчитать распространение переизлученной доли энергии в зависимости от положения в среде флуоресцирующего компонента.

Аналогично разложению, представленному выше, могут быть получены решения уравнения переноса для P_1 и P_3 разложений, решение уравнение на основе метода Монте-Карло может быть найдено например в [4].

3. АНАЛИЗ МОДЕЛЬНЫХ ДАННЫХ

Для аттестации предложенной математической модели взаимодействия излучения с многократно рассеивающими средами была разработана модель биологической ткани, являющейся примером сильно рассеивающей флуоресцирующей среды. Данное решение было обусловлено фактом возрастающего интереса к дистанционному оптическому зондированию, а так же возможностью провести сравнительный анализ с большим количеством экспериментальных данных, доступных на сегодняшний день. В качестве модельных сред были выбраны различные ткани живых организмов. Примеры определения оптических характеристик среды на основе моделирования различными методами представлены в таблице 1.

Таблица 1

Ткань / длина волны зондирующего излучения	Эксперимент	P_1	P_3	P_5	Монте-Карло
Эпидермис кожи человека / 633	4.3 / 107	4.52 / 133	4.12 / 126	4.43 / 121	4.39 / 117
Серое вещество мозга / 640	0.17 / 90.1	0.21 / 107.4	0.13 / 72.3	0.19 / 98.5	0.16 / 93.2
Карцинома / 630	1.64 / 26.2	1.89 / 32.3	1.53 / 30.5	1.79 / 30.6	1.62 / 28.3
Кишечная мускулатура / 1064	3.3 / 238	3.11 / 185.4	3.17 / 202.5	3.19 / 212.7	3.41 / 226.1

По данным моделирования можно заключить, что при описании оптических свойств биотканей точность расчетов на основании PL разложений уравнения переноса излучения различных порядков увеличивается с увеличением разложения по сферическим гармоникам. Так для первого при-

ближения (диффузионного) среднее отклонение от экспериментальных данных составляет 12 – 22% с максимальными отклонениями до 29%. Для третьего порядка разложения различия с экспериментальными данными в среднем составляют 9 – 17% с максимальной разницей до 23%. Для пятого порядка разложения по сферическим гармоникам различия с экспериментом в среднем составили 7 – 15% с максимальной разницей до 20%. Погрешность расчета методом Монте-Карло в среднем не превышала 5-7 %.

Следует отметить, что при расчете отклонений не учитывались области, в которых рассматриваемые приближения дают заведомо неверные результаты.

По сравнению с данными статистического моделирования на основе метода Монте-Карло наименее отличающиеся результаты показывают данные, получаемые при использовании пятого порядка уравнения переноса излучения, а наименее согласующиеся данные – первого порядка разложения. Данные на основе расчета в P_1 приближении отличаются в среднем на 10 – 27%, с максимальными отклонениями до 32%, данные P_3 приближения в среднем отличаются от данных Монте-Карло на 8 – 15% с разницей до 24%, а данные P_5 приближения в среднем отклоняются на 5 – 13 % с максимумом отклонения до 19%.

Так же для оценки точности рассматриваемых методик были проведены эксперименты по определению коэффициента флуоресценции растений $F_\lambda = \frac{J_{740}}{J_{684}}$.

Результаты моделирования различными подходами и экспериментальная зависимость дифференциального коэффициента флуоресценции от концентрации хлорофиллов в листе зеленого растения представлены на рисунке 1.

Как видно из представленных зависимостей, для дифференциального коэффициента флуоресценции F максимальные различия между экспериментальными данными и данными моделирования с использованием метода Монте-Карло составляют 7.8%. Различия между экспериментальными данными и решением уравнения диффузии, которое следует из P_1 приближения уравнения переноса излучения, не превышают 12.6%, максимальные погрешности расчетов P_1 приближения и результатов метода Монте-Карло составляют 5.3%. Решение уравнения переноса на основе P_5 при-

ближения поставляет данные, отличающиеся от экспериментальных, в среднем на 6 – 8%, различия с данными метода Монте-Карло составляют 4 – 8 %.

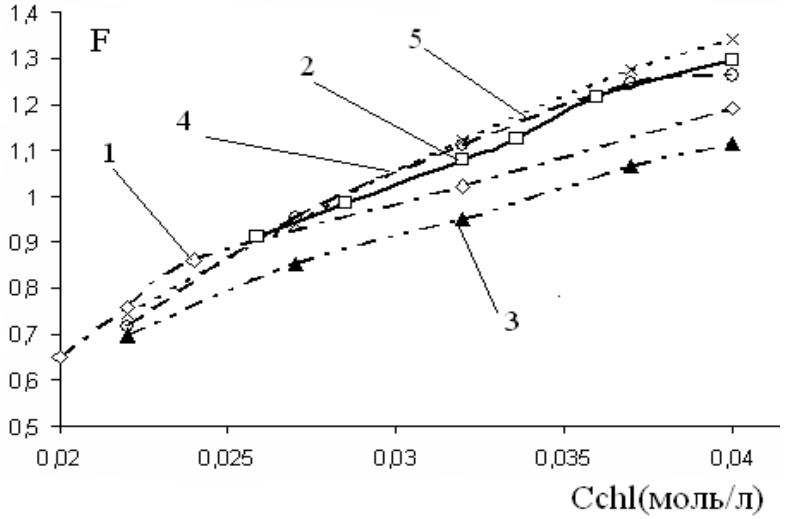


Рис. 1.Зависимость дифференциального коэффициента флуоресценции от концентрации хлорофиллов в листе растения: 1 – экспериментальные данные, 2 – результаты моделирования методом Монте-Карло, 3 – результаты расчетов на основе модели P_3 приближения, 4 - результаты расчетов на основе модели P_1 приближения, 5 - результаты расчетов на основе модели P_5 приближения

Решение транспортного уравнения переноса излучения на основе P_L приближений поставляет данные, максимально отличающиеся от экспериментальных на 23 %, 17 % и 13% соответственно для первого, третьего и пятого порядков разложения, что свидетельствует о повышении точности получаемых решений с увеличением учтенных порядков разложения по сферическим гармоникам.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе рассмотрено применение P_L приближения для возможности описания взаимодействия оптического излучения с многократно рассеивающими флуоресцирующими средами. Произведена оценка точности решений уравнения переноса в P_1, P_3 и P_5 приближениях. Развитая математическая модель многократно рассеивающей среды на основе P_5 приближения решения уравнения переноса позволяет без громоздких машинных затрат получать картины распределения оптического излучения в исследуемой среде, что может быть использовано в экспресс диагностике много-

кратно рассеивающих сред и при постановке множественных физических экспериментов

Работа выполнена при поддержке Федеральной целевой программы «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» (2009-2013гг.).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Арбузов В.И. Основы радиационного оптического материаловедения. - СПб: СПбГУ ИТМО, 2008. - 284 с.

2. Kokhanovsky A.A. Light scattering media optics: problems and solutions. - Chichester, UK: Praxis, 2004. -299p.

3. Khan T., Shendeleva M.L. On derivation of transport equation. // J. Opt. Soc. Am. Commun. -2004. -№21. –vol.12. –p.351-354.

4. Тучин В.В. Оптическая биомедицинска диагностика. – М.: ФИЗМАТЛИТ, -2007. – 560с.

5. Пеливанов И.М. Распределение энергии лазерного излучения в сильнорассеивающих средах: моделирование методом Монте-Карло, теоретический анализ и результаты оптико-акустических измерений // Квантовая электроника. -2002. –т.32. -№10. - с. 868 – 874.

6. Шигапов А.П. Система уравнений переноса энергии излучения в P_5 – приближении метода сферических гармоник в объемах сложной геометрии // Изв. Вузов. Авиационная техника. -2005. -№ 1. -с.45–50.

ТРЁХИМПУЛЬСНОЕ НЕКОГЕРЕНТНОЕ ФОТОННОЕ ЭХО И КВАНТОВАЯ ПАМЯТЬ

Е.Н. Попов, В.А. Решетов

Тольяттинский государственный университет,
ENP-tion@yandex.ru

АННОТАЦИЯ

В работе рассматриваются поляризационные свойства трёхимпульсного некогерентного фотонного эха. Теоретически предсказана возможность длительного хранения квантовой информации в поляризационной матрице плотности второго некогерентного импульса. Максимальной эффективностью при воспроизведении некогерентного сигнала обладает трёхимпульсное эхо на переходе $1 \leftrightarrow 1$.

Полученный результат позволяет построить квантовый ретранслятор для передачи сигналов на большие расстояния. Также предложен способ логической обработки квантовой информации, где управление осуществляется третьим импульсом.

1. ВВЕДЕНИЕ

Среди возможных способов хранения и обработки информации рассматривается фотонное эхо, образованное тремя лазерными импульсами [1]. При этом сигнал эха, рождаемый средой после третьего лазерного импульса, повторяет форму второго. Это явление продемонстрировало возможность записи переносимой вторым импульсом информации в память атомов активной среды. Свойства памяти трёхимпульсного фотонного эха распространяются также на случай некогерентных импульсов [2]. Теоретически можно предположить: замена второго классического импульса на некогерентный импульс позволит записывать и воспроизводить квантовую информацию с помощью трёхимпульсного фотонного эха. Информация «кодируется» в суперпозицию двух полностью поляризованных состояний с ортогональными поляризациями:

$$\left|\psi_{II}\right\rangle = C_{left}\left|\psi_{left}\right\rangle + C_{right}\left|\psi_{right}\right\rangle$$

Целью исследования является теоретическое обоснование возможности и эффективности использования трёхимпульсного фотонного эха на пере-

ходе с изменением углового момента 1 ↔ 1 для хранения и обработки квантовой информации. Одна из главных задач квантовой информатики – это обеспечение безопасности канала передачи сигналов от перехвата. В работе впервые предложен способ записи и воспроизведения однофотонных сигналов, не зависящий от поляризации импульса, несущего информацию. Как следствие, первый и третий лазерные импульсы не дают сведений о состоянии обрабатываемого сигнала, а непосредственно «прочитать» некогерентный сигнал трудно в силу принципа квантового разрушения. Таким образом, исследование может быть применимо при создании «квантовых ретрансляторов» – quantum repeater [3]. Трёхимпульсное эхо предполагает большой интервал времени между вторым и третьим импульсами, что говорит о возможности хранения сразу нескольких сигналов.

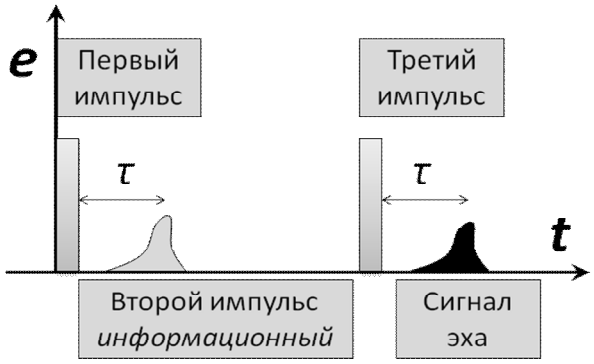


Рис. 1. Схема трёхимпульсного фотонного эха

При проведении исследования было уделено внимание не только хранению, но и обработке сигналов. На основе трёхимпульсного эха обоснована принципиальная возможность осуществления трёх логических операций: И, ИЛИ, НЕТ. Режим необходимой логической операции регулируется третьим импульсом. Практическая значимость систем обработки квантовой информации заключается в её эффективности при моделировании процессов, для описания которых требуется математический аппарат квантовой механики.

2. ТРЁХИМПУЛЬСНОЕ НЕКОГЕРЕНТНОЕ ФОТОННОЕ ЭХО

Природа трёхимпульсного эха объясняется процессами доплеровской релаксации. Первый лазерный импульс создаёт в среде оптическую когерентность на переходе $J_a \leftrightarrow J_b$, которая быстро затухает под действием неоднородной доплеровской релаксации. Второй импульс «замораживает» фазы переходов на верхнем и нижнем атомных уровнях. Доплеровская ре-

лаксация не влияет на атомы, находящиеся только на верхнем или только на нижнем атомных уровнях. Таким образом, фаза подобных атомов в интервале времени между вторым (информационным) и третьим лазерными импульсами остаётся неизменной. Третий импульс снова создаёт оптическую когерентность с обратным направлением фазировки атомных диполей тех атомов, которые были переведены вторым импульсом на верхний и нижний уровни. Возникает сигнал трёхимпульсного фотонного эха.

2.1. Замена второго классического импульса на квантовый

Для представления электромагнитного поля второго, некогерентного импульса воспользуемся оператором $\hat{c}_q$, в котором заключены статистические и поляризационные свойства:

$$\hat{\vec{E}} = \sum_q \varepsilon_q \hat{c}_q(t)\vec{l}_q \exp\{-i(\omega t - kz)\} + к.с., \quad q = -1, 1 \tag{1}$$

где – круговые ортогональные единичные векторы поляризации. Тогда в общем случае импульс задаётся суперпозицией двух полностью поляризованных квантовых состояний с ортогональными круговыми поляризациями.

Второй (некогерентный) импульс можно считать достаточно слабым, поэтому справедливо разложение оператора эволюции $\hat{S}$ в ряд Тейлора:

$$\hat{S}_q = \left(e^{i\delta T/2}\hat{P}_a + e^{-i\delta T/2}\hat{P}_b\right)\left\{1 + i\theta[\hat{f}_q^+(\delta)\hat{g} + \hat{f}_q(\delta)\hat{g}^+]\right\} \tag{2}$$

где

$$\hat{f}_q(\delta) = \frac{1}{T}\int_0^T \hat{c}_q(\xi)e^{i\delta\xi}d\xi \tag{3}$$

Уравнение (3) представляет собой Фурье преобразование формы второго импульса, θ – приведённый угол Раби, зависящий от длительности и величины импульса, δ – отстройка частоты от резонанса, вызванная доплеровским уширением спектральной линии, $\hat{g}$ – оператор дипольного момента перехода $J_a \leftrightarrow J_b$, его круговые компоненты имеют вид:

$$\hat{g}_q^{ab} = \left(\hat{\vec{g}}^{ab}\vec{l}_q^*\right) = \sum_{m_a, m_b}\left(l_q\right)^*(-1)^{J_a - m_a}\begin{pmatrix} J_a & 1 & J_b \\ -m_a & q & m_b \end{pmatrix}\left|J_a, m_a\right\rangle\left\langle J_b, m_b\right| \tag{4}$$

В общем случае импульсы являются эллиптически поляризованными. Единичный вектор поляризации раскладывается на круговые компоненты при помощи множителей l_q:

$$l_q = cos(\alpha)e^{-i\psi}\delta_{q,-1} - sin(\alpha)e^{i\psi}\delta_{q,1} \quad (5)$$

Угол α является параметром формы эллипса и определяется через отношение длин осей эллипса поляризации $R = tan(\pi/4 - \alpha)$,

ψ – это угол наклона осей эллипса поляризации относительно декартовых осей.

При теоретическом исследовании трёхимпульсного некогерентного фотонного эха в работе использовалась теорема Эренфеста. В уравнении, выражающем связь между электрическим полем *e* и поляризацией среды *p*, медленноменяющиеся амплитуды заменены на полевые операторы:

$$\frac{\partial \vec{e}}{\partial t} + c\frac{\partial \vec{e}}{\partial z} = i\frac{\omega}{2\varepsilon_0}\vec{p} \quad \rightarrow \quad \frac{\partial \hat{e}_q}{\partial t} + c\frac{\partial \hat{e}_q}{\partial z} = i\frac{\omega}{2\varepsilon_0}\hat{p}_q \quad (6)$$

$$\hat{p}_q = n_0 |d| Tr_A \left\{ \hat{g}_q^{ab} \hat{\rho}^{ba} \right\} \quad (7)$$

где $\hat{\rho}^{ba}$ – содержащая полевые операторы матрица плотности, *z* и *t* – координата протяжённой среды и время, n_0 – концентрация атомов активной среды, |d| – приведённый дипольный момент перехода $J_a \leftrightarrow J_b$, $\hat{p}_q$ – круговые компоненты поляризации.

2.2. Возникновение сигнала некогерентного трёхимпульсного эха

Учитывая приведённые ранее предположения относительно второго информационного импульса, получим уравнение круговых компонент медленноменяющейся амплитуды сигнала трёхимпульсного эха:

$$\hat{e}_q(t') = i\frac{kL}{2\varepsilon_0} n_0 |d| \sum_{q'} \int_{-\infty}^{\infty} dv\, f(v) Tr \left\{ \hat{g}_q^{ab} \hat{\rho}_{q'}^{ba}(t') \right\} \quad (8)$$

где *f(v)* – функция распределения Максвелла по скоростям, *L* - протяжённость среды, *t' = t – z/c* – время с учётом задержки. Чтобы проследить динамику атомно-полевой матрицы $\hat{\rho}$, применим поэтапно операторы эволюции системы в электромагнитном поле $\hat{S}$. Первый и третий классические импульсы приняты короткими с узкой спектральной полосой – вид операторов $\hat{S}_1$ и $\hat{S}_3$ подробно исследован в работе [4]; оператор эволюции в поле второго некогерентного импульса задаётся формулой (2):

$$\hat{\rho}_q^{ba}(t') = \left(\hat{S}_3\right)^{ba} \hat{L}^{aa}(\tau_s) \left\{ \hat{\rho}_q^{bb}(T_2) \right\} \left(\hat{S}_3^{+}\right)^{aa} + \left(\hat{S}_3\right)^{ba} \hat{\rho}_q^{aa}(T_2) \left(\hat{S}_3^{+}\right)^{aa} \quad (9)$$

$$\hat{\rho}_q^{aa}(T_2) = \left(\hat{S}_2\right)_q^{aa} \hat{\rho}^{ab}(T_1)\left(\hat{S}_2^{+}\right)_q^{ba} e^{-\gamma^{(1)}\tau + i\delta\tau}, \tag{9а}$$

$$\hat{\rho}_q^{bb}(T_2) = \left(\hat{S}_2\right)_q^{ba} \hat{\rho}^{ab}(T_1)\left(\hat{S}_2^{+}\right)_q^{bb} e^{-\gamma^{(1)}\tau + i\delta\tau} \tag{9б},$$

где процесс релаксации будет задаваться супероператором $\hat{L}^{aa}(t)$:

$$\hat{L}^{aa}(t) = \sum_{\lambda,\sigma,k,q} \sqrt{\frac{2J_\lambda + 1}{2J_\alpha + 1}} (2k+1) \hat{T}_{kq}^{\alpha\beta} h_{ab}^{(k)}(t) Tr\left\{ \hat{\rho}^{bb} \left(\hat{T}_{kq}^{\lambda\sigma}\right)^{+} \right\} \tag{10}$$

$$h_{ab}^{(k)}(t) = (-1)^{1+k+J_a+J_b} \gamma_{ba} \sqrt{(2J_a+1)(2J_b+1)} \begin{Bmatrix} J_a & J_a & k \\ J_b & J_b & 1 \end{Bmatrix} \frac{e^{-\gamma_b^{(k)} t} - e^{-\gamma_a^{(k)} t}}{\gamma_a^{(k)} - \gamma_b^{(k)}} \tag{10а}$$

где γ_{ab} – обратное время жизни верхнего уровня по отношению к нижнему, $\gamma_{a,b}^{(k)}$ – обратные времена релаксации мультипольных моментов, где τ_s – промежуток времени между вторым и третьим импульсами (время хранения информации). $\hat{T}_{kq}^{\alpha\beta}$ – неприводимые тензорные операторы, задаваемые формулой:

$$\hat{T}_{kq}^{\alpha\beta} = \sum_{m_\alpha, -m_b} (-1)^{J_a - m_a} \begin{pmatrix} J_\alpha & J_\beta & k \\ m_\alpha & -m_\beta & q \end{pmatrix} \left| J_\alpha, m_\alpha \right\rangle \left\langle J_\beta, m_\beta \right| \tag{11}$$

Далее сделаем допущение: промежуток времени между вторым и третьим импульсами больше времени жизни верхнего уровня, а нижний уровень является основным. Тогда атом полностью распадётся на нижний уровень. Для перехода 1 ↔ 1, который рассматривается в данной работе, распад можно продемонстрировать с помощью двух матриц третьего ранга, соответствующих верхнему исходному и нижнему конечному уровням:

$$\begin{pmatrix} \rho_{(-1,-1)} & 0 & \rho_{(-1,1)} \\ 0 & \rho_{(0,0)} & 0 \\ \rho_{(1,-1)} & 0 & \rho_{(1,1)} \end{pmatrix}^{bb} \rightarrow \begin{pmatrix} \frac{\rho_{(-1,-1)} + \rho_{(0,0)}}{2} & 0 & \frac{\rho_{(-1,1)}}{2} \\ 0 & \frac{\rho_{(-1,-1)} + \rho_{(1,1)}}{2} & 0 \\ \frac{\rho_{(1,-1)}}{2} & 0 & \frac{\rho_{(0,0)} + \rho_{(1,1)}}{2} \end{pmatrix}^{aa} \tag{12}$$

3. КВАНТОВАЯ ПАМЯТЬ

Теоретическое исследование показало, что максимальная эффективность воспроизведения сигнала достигается при линейных поляризациях первого и третьего импульсов, а второй некогерентный импульс задан су-

перпозицией состояний, соответствующих круговым ортогональным поляризациям. Используя формулу (8) можно представить процесс записи и воспроизведения некогерентного сигнала с помощью матрицы преобразования:

$$\begin{pmatrix} C_l^{out} \\ C_r^{out} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A_{ll} & A_{lr} \\ A_{rl} & A_{rr} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} C_l^{in} \\ C_r^{in} \end{pmatrix} \tag{13}$$

В формуле (13) in и out обозначают входящий и выходящий импульсы, а l (q = –1) и k (q = +1) – лево и правокруговую поляризации соответственно. Элементы матрицы A определяются правой частью уравнения (8).

$$A_{ll} = A_{rr} = e_0 \sin\frac{\theta_1^2}{3} \sin\frac{\theta_3^2}{6} \left\{ 4\sin^2\frac{\theta_3^2}{12} - 3 \right\} \tag{14а}$$

$$A_{lr} = A_{rl} = e_0 \sin\frac{\theta_1^2}{3} \sin\frac{\theta_3^2}{6} \left\{ 2\sin^2\frac{\theta_3^2}{12} - 1 \right\} \tag{14б}$$

Вид формул (14) позволяет говорить о возможности управления матрицей преобразования при помощи третьего классического импульса. Нетрудно проверить, что значение параметра $\frac{\theta_3^2}{12} = \frac{\pi}{3}$ воспроизводит сигнал эха с той же самой поляризацией, что и у второго некогерентного импульса, а значение $\frac{\theta_3^2}{12} = \frac{\pi}{4}$ меняет круговую поляризацию входящего сигнала на ортогональную. Наибольший интерес вызывает тот факт, что поляризационными свойствами некогерентных импульсов управляют только площади первого и третьего импульсов, но не их поляризации.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В проведённых теоретических исследованиях была доказана эффективность использования трёхимпульсного некогерентного фотонного эха для хранения и обработки квантовой информации. Наиболее интересным результатом является предсказание возможности управления поляризационными свойствами входящего и выходящего квантовых сигналов только с помощью площади третьего классического импульса. Полученный результат позволяет говорить о высокой безопасности канала передачи некогерентных сигналов с помощью трёхимпульсного эха. На основе проведённых исследований может быть реализован квантовый ретранслятор.

Управление матрицей преобразования (13) входящего сигнала дало возможность эффективно менять поляризационные состояния входящих квантовых сигналов, информация которых записана в поляризационной матрице плотности. Варьируя площадь третьего классического импульса удалось найти параметры, соответствующие трём главным логическим операциям (И, ИЛИ, НЕТ).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Lvovsky A.I., Sanders B.C., Tittel W. Optical quantum memory // nature photonics 3, 706 - 714 (2009)

2. Моисеев С.А., Носков М.И. Техника квантовой памяти на основе фотонного эха в газах // Оптика и спектроскопия. 2004. Т. 96, № 5. С. 783-789.

3. Tittel W., Afzelius M., Chaneliére T., Cone R.L., Kröll S., Moiseev S.A., Sellars M. Photon-echo quantum memory in solid state systems // Laser & Photonics Reviews, MAR 2009

4. Rubtsova N.N., Ishchenko V.N., Khvorostov E.B., Kochubei S.A., Yevseyev I.V. Polarization of collision induced photon echo in ytterbium vapour // Laser Phisycs Letters, MAY 2008, V 5, № 5, P. 353-356

5. Евсеев И.В., Ермаченко В.М. Поляризационные свойства фотонного эха при малых площадях возбуждающих импульсов // Письма в ЖЭТФ, 5 декабря 1978 г., том 28, вып. 11, С 689-692.

6. Скалли М.О., Зубайри М.С. Квантовая оптика. – М.: «ФИЗМАТЛИТ» 2003. – 510 с.

МОБИЛЬНЫЙ ЦИФРОВОЙ СПЕКЛ-ИНТЕРФЕРОМЕТР С НЕПРЕРЫВНЫМ ЛАЗЕРОМ ДЛЯ РЕГИСТРАЦИИ ПОЛЕЙ ДЕФОРМАЦИОННЫХ ПЕРЕМЕЩЕНИЙ И ДЕФЕКТОСКОПИИ КОНСТРУКЦИОННЫХ МАТЕРИАЛОВ

Р.Н. Сергеев, Ю.В. Харчикова

Самарский государственный аэрокосмический университет им. ак. С.П. Королёва (национальный исследовательский университет)
romansr@yandex.ru

АННОТАЦИЯ

В работе рассматриваются вопросы разработки мобильного цифрового спекл-интерферометра (ЦСИ) с непрерывным лазером за счет применения оптической схемы с совмещенными каналами и спекл-модулированным опорным пучком, а также использования алгоритмов статистической и покадровой обработки регистрируемых спекл-структур. Приведены примеры применения интерферометра при различных вариантах компоновки его функциональных элементов.

1. ВВЕДЕНИЕ

В аэрокосмической отрасли основной упор при отработке изделий перенесен на наземную экспериментально-испытательную базу [1]. Проведение наземной отработки позволяет обеспечить высокую надежность изделий за счет возможности получения большого объема количественной информации о поведении узлов, агрегатов и элементов конструкции, возможности осмотра и анализа изделий после испытаний, применения ЭВМ для моделирования различных ситуаций. В данных условиях необходимо постоянное совершенствование приборов и систем экспериментально-испытательной базы, так как контрольно-испытательные работы составляют до 40% в трудоемкости изготовления космических аппаратов (КА) [2].

Большой информационной емкостью отличаются оптические измерительные системы, создаваемые с применением лазерной техники. Особое значение имеют лазерные интерференционные системы, позволяющие производить регистрацию деформационно-вибрационных параметров на больших площадях исследуемых объектов. Наибольшую ценность имеют

лазерные интерферометры, которые наряду с требуемыми метрологическими характеристиками обладают совместимостью со сложившейся технологией разработки, производства и испытания изделий.

Появление в последние годы цифровых голографических и спекл-интерферометрических систем позволило сделать их значительно более технологичными – устранить необходимые затемнения помещения, химической обработки фотоматериалов, оцифровки и ввода информации в компьютер[3].

С экспериментальной точки зрения преимуществом методов спекл-интерферометрии перед голографической интерферометрией является существенное снижение пространственной частоты регистрируемых полей, что делает схему менее восприимчивой к случайным воздействиям, снижает требования к разрешающей способности телекамеры и позволяет использовать в качестве источника лазер с непрерывным излучением.

Расширению возможностей цифровых спекл-интерферометров (ЦСИ) при исследовании колебаний элементов конструкций в потоке газа способствовал разработанный в СГАУ программный метод статистической обработки спекл-изображений, приводящий не только к подавлению влияния случайных нагрузок, но и использованию их для повышения контрастности вибрационных спекл-интерферограмм [4]. Практически значимым оказался разработанный здесь же алгоритм усреднения изображений по регистрируемым 25 кадрам за одну секунду, обеспечивший возможность измерения статических деформаций полноразмерных конструкций без помещения их на оптическом столе интерферометра [5]. Следующий алгоритм с покадровой обработкой последовательного ряда изменяющихся во времени интерферограмм прошел успешную апробацию при исследовании неустановившихся температурных деформаций и дефектоскопии модельных объектов [6].

К недостаткам ЦСИ можно отнести сложность типовой оптической схемы, заимствованной из голографической интерферометрии (рис.1) [7]. Это приводит к необходимости сборки схемы на громоздком интерферометрическом столе, повышает требования к тщательности её юстировки.

Указанные особенности затрудняют применение ЦСИ в условиях испытательных стендов на предприятии. Здесь необходимо создание класса мобильных ЦСИ, отличающихся простотой оптической схемы и обладающих совместимостью с конструкциями тепловакуумных камер и техноло-

гией проведения тепловакуумных испытаний. Одну из основ мобильных ЦСИ должны составить созданные ранее программные методы статистической обработки спекл-изображения.

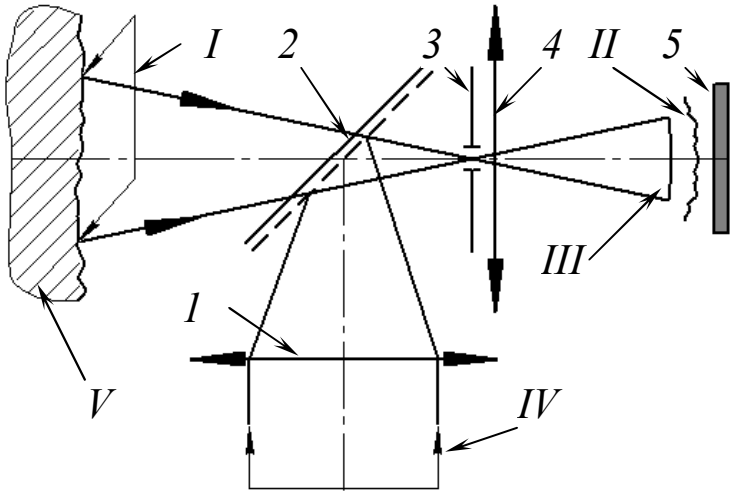


Рис. 1 Типовая схема стационарного спекл-интерферометра: I – предметный пучок, II – изображение, III – сферический волновой фронт опорного сигнала, IV – опорный пучок, V – объект;1 – фокусирующая линза; 2 - светоделитель; 3 – входная диафрагма; 4 - объектив; 5 – ПЗС матрица

2. ОТРАБОТКА СХЕМЫ ИНТЕРФЕРОМЕТРА С СОВМЕЩЕННЫМИ КАНАЛАМИ СПЕКЛ-МОДУЛИРОВАННЫХ ПУЧКОВ

Проведенный анализ оптических схем внестендовых голографических и спекл-интерферометров позволил выделить для построения мобильного ЦСИ оптическую схему [8] с совмещенными каналами спекл-модулированных предметного и опорного пучков, отличающуюся как малым числом элементов, так и простотой юстировки (рис.2). В данной схеме непрерывный лазер 1, телекамера 7 (с ПЗС матрицей 752х582 пикс) и формирователь 2-4 пучка располагаются на оптическом столе 9 без виброзащиты. Исследуемый объект 6, диффузор 5 и нагрузочное устройство 10 устанавливаются отдельно на дополнительном мобильном столе 11 с основанием в виде геодезического штатива.

Диффузор 5 выполнен в виде пропускающей светорассеивающей пластины, расположенной перед исследуемым объектом 6. Пластина диффузора 5 жестко закреплена на малом расстоянии от поверхности объекта 6. Для выполнения данного условия исследуемый объект 6 (прямоугольная металлическая пластина) и диффузор 5 закреплены на разных сторонах

специально выполненной металлической рамки, которая в свою очередь была зажата в тисках, находящихся на столе 11.

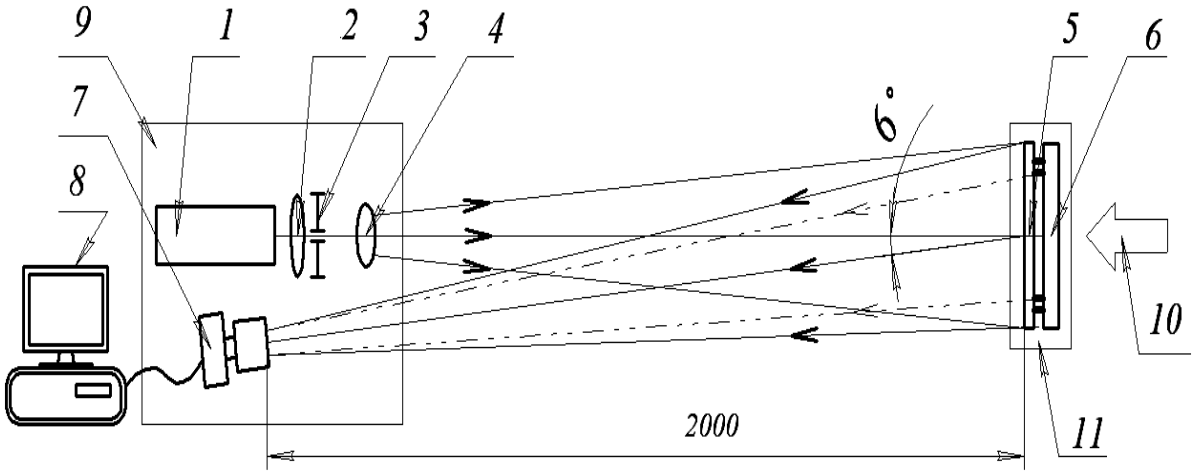


Рис. 2. Оптическая схема интерферометра с совмещенными спекл-модулированными пучками: 1 –газовый лазер ГН 15-1; 2 – микрообъектив; 3 – точечная диафрагма; 4 – линза; 5 – диффузор; 6 –исследуемый объект; 7 – регистратор (телекамера Watec-902H с фотообъективом Юпитер -8); 8 – ПЭВМ; 9 – оптический стол; 10 – нагрузочное устройство; 11-мобильный стол

Регистрация деформационных перемещений объекта производится в два этапа по методике, описанной в [5]. На экран монитора ПЭВМ 8 выводится разностное изображение, представляющее собой искомую спекл-интерферограмму (рис.3).

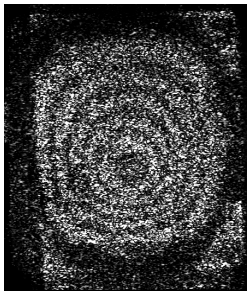


Рис.3. Характерный вид спекл-интерферограммы деформационного перемещения статически нагруженной пластины с жесткой заделкой по контуру

На рис.4 представлен ряд спекл-интерферограмм деформационных перемещений пластины, соответствующий процессу ее остывания после нагрева тепловым потоком фена. Регистрация неустановившихся температурных деформаций пластины производилась по методике, описанной в [6].

Несмотря на некоторое снижение контрастности получаемых спекл-интерферограмм по сравнению с [6], рассматриваемая схема мобильного

ЦСИ с непрерывным лазером обладает достаточным уровнем метрологических возможностей для измерения деформаций натурных конструкций.

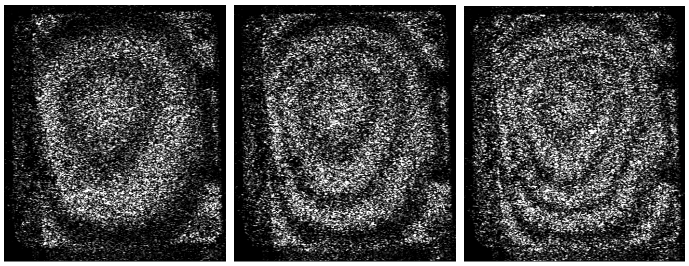


Рис.4. Фрагмент спекл-интерферограмм процесса температурного деформирования пластины при остывании (интервал между кадрами 0,2 с)

Представленные результаты исследований говорят о принципиальной возможности применения выбранной схемы для создания мобильного ЦСИ. Однако необходимо выполнение следующего этапа исследований с размещением лазера и телекамеры интерферометра на мобильных основаниях.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ПРИМЕНЕНИЯ МОБИЛЬНОГО ЦСИ

В представленной схеме на рис. 5 малогабаритный лазер с диодной накачкой 1 и формирователем пучка 2 размещаются непосредственно на обычном аудиторном столе 3, а регистратор 4 находится на дополнительной переносной опоре в виде геодезического штатива.

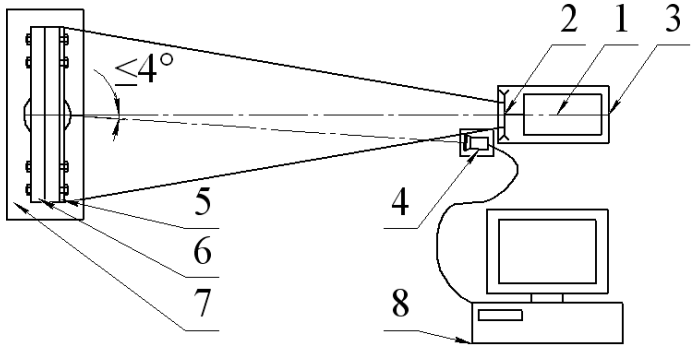


Рис. 5. Оптическая схема мобильного спекл-интерферометра: 1 –твердотельный лазер LCS-DTL-317-50; 2 – линза; 3 – аудиторный стол; 4 – регистратор (цифровая телекамера Watec-902H с фотообъективом Юпитер-8); 5 – диффузор; 6 – рамка с исследуемым объектом; 7 – узел крепления рамки на массивном основании; 8 – ПЭВМ

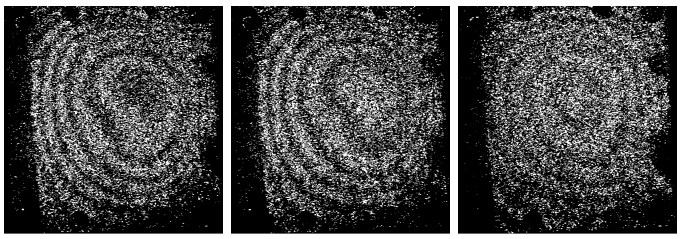
В качестве диффузора 5 применялась пластина из органического стекла толщиной 8 мм, характеризующаяся некоторым уровнем рассеяния.

В качестве нагрузочных приспособлений использовались механический толкатель с микрометрическим винтом, устройство для вакуумирова-

ния, а также тепловой источник. Если два первых нагрузочных приспособления применялись для создания только конечного напряженного состояния, то тепловой источник обеспечивал возможность получения режима с неустановившимся температурным деформированием объекта.

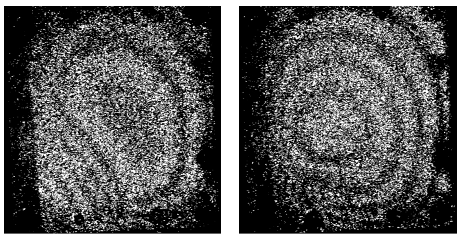
Исследуемые объекты отличались видом искусственно созданных дефектов (одиночное глухое отверстие диаметром 5 мм, область с тремя одинаковыми неглубокими лунками диаметром 5 мм), находящихся на обратной от лазера стороне пластины в области оси её оси симметрии.

Результаты проведенных исследований при температурном нагружении анализируемых пластин даны на рис.6 и 7.



а) б) в)

Рис. 6. Сравнительные спекл-интерферограммы для пластины с дефектом в виде одиночного глухого отверстия а),б) и бездефектной пластины в)



а) б)

Рис. 7. Сравнительные спекл-интерферограммы для пластины с дефектом в виде 3-х лунок а) и бездефектной пластины б)

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Показана актуальность разработки и создания класса мобильных ЦСИ для проведения тепловакуумных испытаний изделий аэрокосмической отрасли. На основании проведенного анализа выделена оптическая схема ЦСИ с совмещенными каналами спекл-модулированных пучков. Экспериментально доказана работоспособность данной схемы при определении полей перемещений и дефектоскопии конструкции. Метрологические возможности мобильного интерферометра подтверждены путем сравнения полученных результатов с данными стационарного ЦСИ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Конструирование автоматических космических аппаратов / Под ред. Д.И. Козлова. М.: Машиностроение, 1996, 448 с.

2. Фирстов В.Г. ,Застрогин Ю.Ф. , Кулебякин А.З. Автоматизированные приборы диагностики и испытаний. М.: Машиностроение, 1995, 288с.

3. Цифровая голографическая интерферометрия как метод анализа деформаций. Современное состояние и перспективы развития. /В.С. Гуревич, М.Е. Гусев, В.Е. Гапонов и др. // Сборник трудов 7-й Международной научно-практической конференции «Голография – наука и практика», Москва, 28-30 сентября 2010. М.: Изд-во МГТУ им. Баумана, 2010, С. 350-357.

4. Комаров С.Ю. Помехоустойчивый цифровой спекл-интерферометр для виброметрии объектов на основе метода усреднения во времени / Дисс. на соискание уч. степени канд. тех. наук. Самара: СГАУ, 2004, 234 с.

5. Применение помехоустойчивого цифрового спекл-интерферометра с непрерывным лазером для неразрушающего контроля и диагностики конструкции / А.Б. Прокофьев, О.А. Журавлев, Т.Б. Миронова и др. // Тезисы докладов XIX всероссийской научно-технической конференции по неразрушающему контролю и технической диагностике. М.: Изд. дом. «Спектр», 2011, С. 408-409.

6. Сергеев Р.Н. Применение цифрового спекл-интерферометра с непрерывным лазером для исследований неустановившихся температурных деформаций // Известия СНЦ РАН, 2011, №4, С. 628-631.

7. Джоунс Р., Уайкс К. Голографическая и спекл-интерферометрия. М.: Мир, 1986. 328с.

8. Патент РФ № 71429 G 01 H 9/00. Устройство для исследования форм колебаний / А.И. Жужукин, 2007. Опубликовано 10.03.2008. Бюл. №7.

РАСЧЕТ И ОПТИМИЗАЦИЯ РАДИАЛЬНО-СИММЕТРИЧНЫХ КВАНТОВАННЫХ ДОЭ ДЛЯ ФОРМИРОВАНИЯ «СВЕТОВОЙ БУТЫЛКИ»

Д.Г. Качалов

Самарский государственный аэрокосмический университет им. ак. С.П. Королёва (национальный исследовательский университет)
kachalov@ssau.ru

АННОТАЦИЯ

Предложена и исследована численная процедура оптимизации квантованных дифракционных оптических элементов (ДОЭ), предназначенных для формирования световых распределений типа «световая бутылка». Предложенная численная процедура основана на модификации генетического алгоритма оптимизации функции многих переменных. Приведены результаты вычислительных экспериментов.

1. ВВЕДЕНИЕ

В работе [1] в 1986 году был продемонстрирован пространственный захват микрочастиц, помещенных в жидкость, градиентными световыми полями. Было показано, что микрочастицы со слабым поглощением и показателем преломления выше, чем у окружающей жидкости, могут быть захвачены и свободно перемещаться сильно сфокусированным лазерным пучком с гауссовым распределением. Этот подход применялся для перемещения атомов [2], для микроманипуляций с живыми клетками [3], хромосомами [4], сперматозоидами [5], и клетками белков [5, 6]. Однако предложенный в [1-5] метод организации оптического захвата имеет ряд недостатков. Захватываемые частицы подвергаются разрушительному температурному воздействию в силу того, что центр оптического захвата находится в зоне острой фокусировки пучка [3, 5], причем со снижением мощности лазера будет ослабевать сила захвата, и тяжелые частицы будут выходить из области захвата под действием силы тяжести. В область оптического захвата может попасть несколько частиц, чтобы этого избежать, необходимо делать низкую концентрацию частиц в районе фокусировки. Захват частиц с более низким, чем у окружающей жидкости, показателем

преломления (газовые пузыри или капли другой жидкости) или высокопоглощающих частиц требует, чтобы пучок такого типа обладал угловым моментом, динамически сохраняя оптический захват.

Альтернативой является захват в области с минимальной интенсивностью («темновой фокус», «световая бутылка», «оптическая ловушка»). Оптической ловушкой типа «световая бутылка» (“light bottle”) называют такое распределение интенсивности лазерного излучения, в котором область нулевой интенсивности окружена световым барьером [8, 9, 10]. Одно из применений «световых бутылок» – захват холодных атомов или молекул. Оптические ловушки также находят применения в микробиологии, например, для измерения величины усилия в напряженном мышечном волокне и растяжения ДНК [11].

В данной работе будут рассматриваться оптические ловушки для захвата частиц микронного диапазона, рассчитанные в рамках параксиального приближения.

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ ОПТИМИЗАЦИИ ДОЭ ДЛЯ ФОРМИРОВАНИЯ «СВЕТОВОЙ БУТЫЛКИ»

С помощью одиночного ДОЭ можно формировать определённую интерференционную картину, как в поперечном, так и продольном направлениях. Однако технологии изготовления ДОЭ всё ещё несовершенны и хорошо отработаны лишь для бинарных (двухуровневых) элементов [12], причём желательно, чтобы размеры зон значительно превышали длину волны.

Одним из подходов к расчету бинарных ДОЭ, обеспечивающих заданное распределение интенсивности в некоторой плоскости, перпендикулярной к оси распространения, или вдоль оптической оси, является разбиение элемента на кольцевые зоны с постоянной фазой [13, 14].

Наиболее эффективным для решения задачи оптимизации квантованного ДОЭ представляется применение генетического алгоритма, выполняющего поиск на множестве технологически реализуемых решений [15]. Данный алгоритм был разработан для задач оптимизации с некорректной постановкой, позднее был применен и к решению задач дифракционной оптики [16, 17]. Подробное описание различных модификаций генетического алгоритма можно найти в [18,19].

В данной работе представлен результат расчета бинарного и четырехуровневого ДОЭ, предназначенных для формирования распределений интенсивности типа «световая бутылка».

Постановка задачи оптимизации ДОЭ, формирующего распределение интенсивности типа «световая бутылка» на расстоянии F_1 от ДОЭ, представлена на Рис. 1.

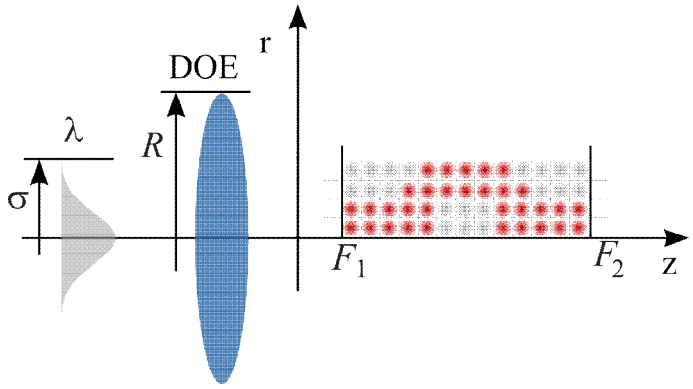


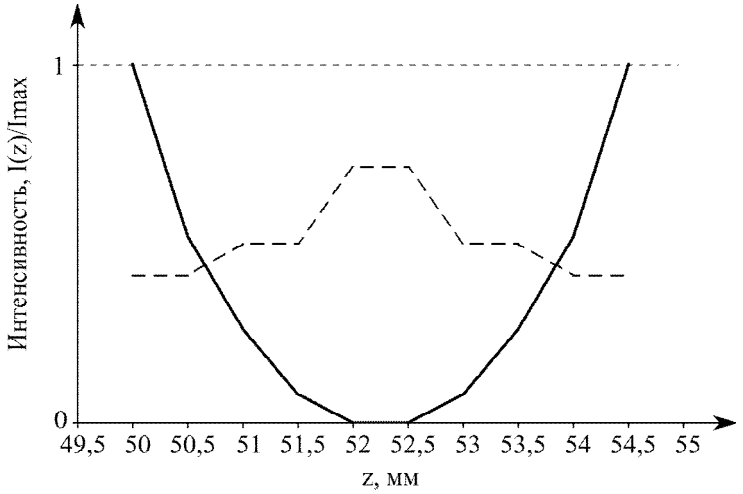
Рис. 1. Оптическая схема формирования «световой бутылки»

Радиальносимметричный ДОЭ рассчитывался в рамках параксиального приближения. Область фокусировки была представлена в виде дискретного набора фокальных пятен. В области формирования заданного распределения яркость каждого дифракционного пятна выбиралась из соображения функционального назначения элемента – формирование затемнённой области на оптической оси, окружённой областями с высоким уровнем интенсивности. На Рис. 1 более яркими пятнами обозначены участки высокой интенсивности, а менее яркими – участки низкой интенсивности. Оптимизируемый функционал выбирался из условия близости формируемого распределения интенсивности заданному.

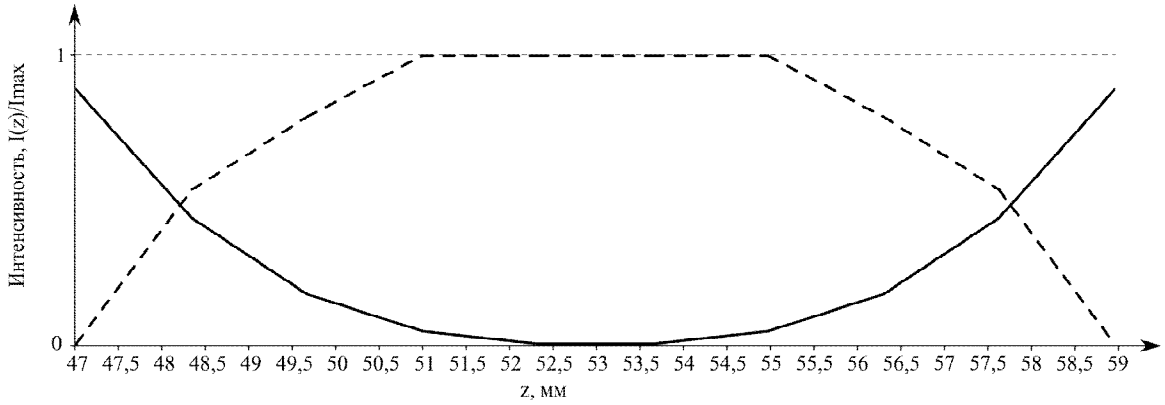
Были выбраны параметры оптимизации бинарного оптического фазового элемента, отвечающие характеристикам доступных технологий изготовления и экспериментальных установок: освещающий пучок гаусса с длиной волны λ=633 нм и радиусом перетяжки σ=0,5 мм, число уровней квантования микрорельефа M=2, число отсчётов вдоль радиуса N=200. Область формирования заданного светового распределения располагалась вдоль оптической оси на расстоянии от F_1=50 мм до F_2=55 мм от плоскости установки элемента; область низкой интенсивности (внутренняя область оптической ловушки) имела предполагаемую длину 2 мм.

В качестве эталонного распределения интенсивности было принято распределение, представленное на Рис. 2 (а – бинарный ДОЭ, б – четырех-

уровневый). Сплошной линией показано заданное распределение интенсивности ближайшего к оптической оси дифракционного пятна, прерывистой линией – второго от оптической оси дифракционного пятна.



а)

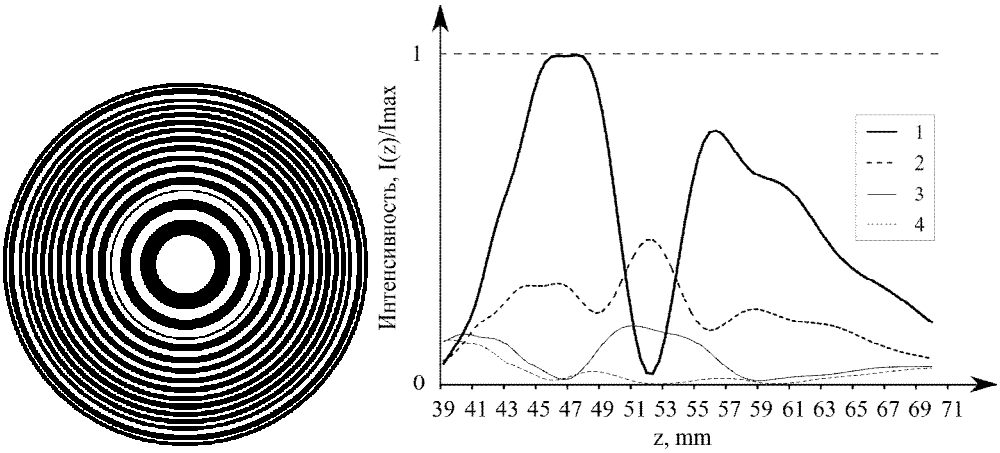


б)

Рис. 2. Заданное распределение интенсивности. Сплошная линия – заданная интенсивность первого дифракционного пятна, пунктирная – второго дифракционного пятна для а) бинарного ДОЭ, б) четырехуровневого ДОЭ

В случае четырехуровневого элемента (2б) было необходимо сформировать удлиненный вариант «световой бутылки» или «удлиненный темновой фокус». Осевой размер темнового «провала» – почти 5 мм.

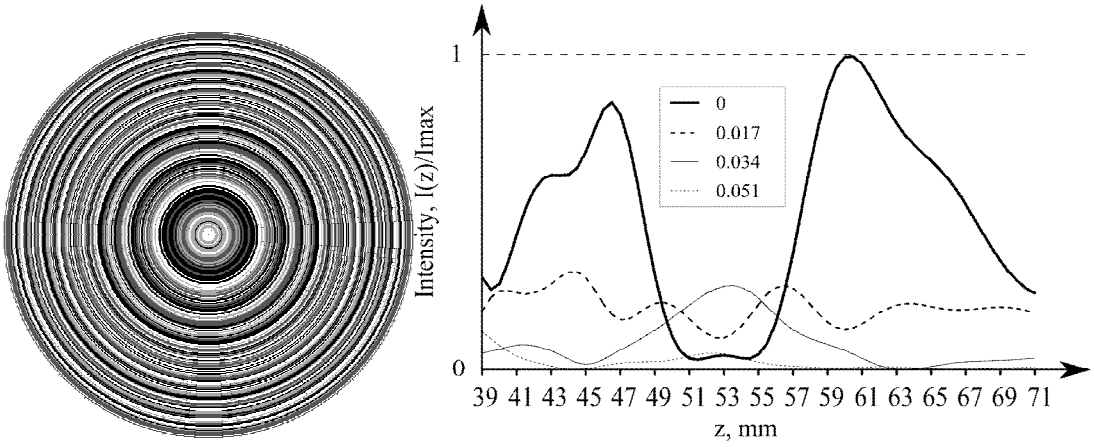
В результате работы оптимизационного алгоритма была получена фаза бинарного ДОЭ, формирующего световое распределение типа «световая бутылка». Фазовая функция представлена на Рис. 3а. Белый цвет соответствует значению фазовой функции π, чёрный цвет – 0. На Рис. 3б) изображено распределение интенсивности, формируемое рассчитанным ДОЭ (результат моделирования).



а) б)

Рис. 3. а) Фазовая функция ДОЭ, формирующего световое распределение типа «световая бутылка», б) Распределение интенсивности первых четырёх дифракционных пятен, формируемое рассчитанным ДОЭ (результат численного моделирования)

Также была рассчитана фаза четырехуровневого ДОЭ для формирования распределения типа «удлиненный темновой фокус». Параметры освещающего пучка выбирались такими же, что и для бинарного ДОЭ. Фазовая функция представлена на Рис. 4. Белый цвет соответствует значению фазовой функции $3/2\,\pi$, чёрный цвет – 0.



а) б)

Рис. 4. а) Фазовая функция ДОЭ, формирующего световое распределение типа «световая бутылка», б) Распределение интенсивности первых четырёх дифракционных пятен, формируемое рассчитанным ДОЭ (результат численного моделирования)

Сравнивая рис. 3б и 4б нетрудно видеть, что глубина фокуса четырехуровневой ловушки гораздо больше, чем бинарной. Численное моделирование показало, что средняя дифракционная эффективность формирова-

ния заданного распределения интенсивности на всей протяжённости фокальной области вдоль оптической оси составило около 22% для бинарной ловушки и около 12% для четырехуровневой. Более низкую дифракционную эффективность ДОЭ с большим количеством уровней квантования можно объяснить высокой сложностью формирования распределения типа «удлиненный темновой фокус».

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе методов прямого поиска разработана численная процедура оптимизации дифракционного оптического элемента с квантованным рельефом, предназначенного для формирования оптических ловушек типа «световая бутылка» и «удлиненный темновой фокус». С помощью разработанной вычислительной процедуры рассчитаны и численно исследованы бинарные и четырехуровневые дифракционные оптические элементы видимого диапазона. Результаты численных экспериментов подтверждают целесообразность применения разработанной численной процедуры в случае малого (M<=4) числа уровней квантования.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ashkin A., Dziedzic J. M., Bjorkholm J. E., Chuk S. Observation of a single-beam gradient force optical trap for dielectric particles // Opt. Lett., 1986, V. 11, No. 5, P. 288–290.

2. Askaryan, G. A. Sov. Phys. JETP 15, 1088 (1962).

3. Ashkin A., Dziedzic J. M., Bunsenges B. Optical trapping and manipulation of single cells using infrared laser beams// Phys.Chem., 1989, V. 93, P. 254-258.

4. Wright W. H., Sonek G., Tadir Y., Berns M. W. Laser trapping in cell biology // J. Quant. Electron, 1990, V. 26, P. 2148-2157.

5. Tadir Y., Wright W.H., Vafa O., Ord T., Asch R.H., Berns M.W. Micromanipulation of sperm with a laser generated optical trap // Fertil. Steril., 1990, V. 52, P. 870-873.

6. Block S., Goldstein L., Schnapp B. Bead movement by single kinesin molecules studied with optical tweezers // Nature (London), 1990, V. 348, P. 348-352.

7. Svoboda K., Schmidt C., Schnapp B. Direct observation of kinesin stepping by optical trapping interferometry // Nature (London), 1993, V. 365, P. 721-727.

8. Arlt J. Generation of beam with a dark focus surrounded by regions of higher intensity: the optical bottle beam // Opt. Lett., 2000, V. 25, No.4, P. 191–193.

9. Ozeri R., Khaykovich L., Davidson N. Long spin relaxation times in a single-beam blue-detuned optical trap // Phys. Rev. A., 1999, V. 59, No. 3, P. R1750– R1753.

10.Yelin D., Bouma B.E., Tearney G.J. Generating an adjustable three-dimensional dark focus // Opt. Lett., 2004, V. 29, No. 7, P. 661–663.

11.Finer J.T., Simmons R.M., Spudich J.A. Single myosin molecule mechanics: piconewton forces and nanometre steps // Nature, 1994, V. 368, P. 113-119.

12.Golub M.A., Rybakov O.E., Uspleniev G.V., Volkov A.V., Volotovsky S.G. The technology of fabricating focusators of infrared laser radiation // Optics & Laser Technology, 1995, V. 27, No. 4, P. 215-218/

13.Chen W., Zhan Q. Three-dimensional focus shaping with cylindrical vector beams // Opt. Commun., 2006, V. 265, P. 411–417.

14.Menon R., Rogge P., Tsai H.-Y. Design of diffractive lenses that generate optical nulls without phase singularities // J. Opt. Soc. Am. A, 2009, V. 26, No. 2. P. 297-304.

15.Kachalov D.G., Pavelyev V.S., Khonina S.N., Skidanov R.V., Moiseev O. Yu Application of the direct search in solving a problem of forming longitudinal distribution of intensity // Journal of Modern Optics, 2011, V. 58, No. 1, P. 69 – 76.

16.Johnson E.G., Kathman A.D., Hochmuth D.H., Cook A.L., Brown D.R., Delaney B. Advantages of genetic algorithm optimization methods in diffractive optic design // Diffractive and Miniaturized Optics S. H. Lee, ed.,, 1993, V. CR49 of SPIE Critical Reviews of Optical Science and Technology (Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers, Bellingham, Wash.), P. 54– 74.

17.Mahlab U., Shamir J., Caulfield H. J. Genetic algorithm for optical pattern recognition // Opt. Lett., 1991, V. 16, P. 648-650.

18.Schmitt L.M. Theory of genetic algorithms // Theoretical Computer Science, V. 259, 2001, No. 1-2, P. 1-61.

19.Schmitt L.M. Theory of Genetic Algorithms II: models for genetic operators over the string-tensor representation of populations and convergence to global optima for arbitrary fitness function under scaling // Theoretical Computer Science, 2004, V. 310, I. 1-3, P. 181-231.

ФОРМИРОВАНИЕ МАТРИЦ ОПТИЧЕСКИХ ВИХРЕЙ С ПОМОЩЬЮ АСТИГМАТИЧЕСКОГО ПРЕОБРАЗОВАНИЯ

О.В. Зотеева

Самарский государственный аэрокосмический университет им. ак. С.П. Королёва (национальный исследовательский университет)
zoteeva_o@mail.ru

АННОТАЦИЯ

В данной статье рассматривается преобразование распределений, в том числе согласованных с функциями Эйри, с помощью астигматических конвертеров. Рассмотрены различные типы конвертеров, включая одну цилиндрическую линзу. В результате таких преобразований можно формировать матрицы оптических вихрей различной конфигурации, что, в частности, расширяет возможности оптического микроманипулирования.

1. ВВЕДЕНИЕ

Целью данной работы является моделирование и исследование астигматических преобразований и конвертеров различных распределений таких, как гауссовы лазерные моды, распределения Эйри, другие одномерные и двумерные распределения, анализ результатов преобразования пучка, а также нахождение методов получения вихревых фазовых сингулярностей и построение из них двумерных матриц оптических вихрей.

Для достижения цели были поставлены и выполнены следующие задачи:

– проведение обзора методов преобразования мод Эрмита-Гаусса в моды Лагерра-Гаусса;

– выявление наиболее эффективных методов, выбор параметров для дальнейшего анализа;

– численные исследования разработанных методов моделирования и визуализации изображений, анализ результатов и сравнение их с данными, полученными в натурных экспериментах.

Актуальность работы определяется несколькими составляющими.

Во-первых, результаты исследования работы могут быть полезны для развития методов моделирования модовых конвертеров, проектирования

лазерных манипуляторов. Тема и результаты её исследования считаются важной частью разработок в сфере лазерных технологий, микробиологии, внутриклеточной хирургии, генной инженерии и многих других важных областях применения.

Во-вторых, в работе реализованы алгоритмы, необходимые для решения задач численного эксперимента, которому в настоящее время уделяется большое внимание.

В-третьих, предлагаемый подход исследования поведения оптических распределений использует аналитические модели, что необходимо для изучения влияния различных параметров исследуемого объекта на результаты решения задачи.

В-четвёртых, результаты проведенных исследований говорят о выгодных возможностях таких распределений, как ЛГ- и ЭГ-моды, распределения Эйри и многие фазовые распределения определенной структуры, предоставляющие один из наименее затратных, но в то же время эффективных, способов получения первых.

Световые пучки с вихревыми фазовыми особенностями нашли применение в широком спектре областей, включая оптическое манипулирование микро- и нанообъектами, высокоточную метрологию, уплотнение записи информации и даже астрологические исследования [1-5].

Сингулярные особенности в световых полях могут появляться при их прохождении через случайно-неоднородные и нелинейные среды. Также возможно возбуждение вихревых полей в лазерных резонаторах и многомодовых волоконных световодах. Наиболее простым и управляемым способом формирования вихревых полей является использование спиральных ДОЭ, а также динамических жидкокристаллических транспарантов. Простейшими примерами таких ДОЭ являются спиральная фазовая пластинка и спиральный аксикон [6, 7]. Однако изготовление многоуровневого рельефа, характерного для упомянутых ДОЭ, все еще является довольно сложной проблемой.

С другой стороны существуют модовые распределения, которые можно формировать с помощью простых в реализации бинарных ДОЭ с высокой эффективностью [8]. Например, моды Эрмита-Гаусса можно без потери энергии преобразовать в вихревые ЛГ-моды с помощью астигматических модовых конвертеров [9, 10].

В 1991 году Е. Абрамочкин и В. Волостников предложили получать ЛГ-моды из ЭГ-мод с помощью цилиндрических линз [9]. Тема получила активное развитие. В статье [10] рассматривается разложение ЛГ-моды в линейную комбинацию ЭГ-мод, что является простым и не самым затратным методом получения кольцевых мод.

В настоящей работе рассмотрены различные типы конвертеров, включая одну цилиндрическую линзу, и выполнен анализ характеристик, позволяющих достичь желаемого результата при наименьшей сложности оптической схемы. На основе астигматического преобразования цилиндрических распределений можно с высокой дифракционной эффективностью формировать матрицы оптических вихрей с конфигурацией, зависящей от структуры на периоде решетки.

Таким образом, цель данной работы – моделирование действия астигматических преобразований, построение оптических конвертеров и получение моделей ДОЭ в зависимости от параметров лазерного пучка, оптической схемы и, собственно, вида подаваемого на вход распределения.

2. АСТИГМАТИЧЕСКОЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ОДНОМЕРНЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ

2.1 Астигматическое модовое преобразование

Частный вариант астигматического преобразования модовых пучков Эрмита-Гаусса (ЭГ) $H_{n,m}(x,y)$ в пучки Лагерра-Гаусса (ЛГ) $L_{p,q}(x,y)$:

$$\begin{aligned}&\iint_{R^2}\exp\left[-i(x\xi+y\eta)+\frac{2i\xi\eta}{\rho^2}\right]H_{n,0}\left(\frac{\xi}{\rho},\frac{\eta}{\rho}\right)d\xi d\eta=\\&=\frac{\pi\rho^2}{\sqrt{2}}(-2i)^n\exp\left(-\frac{i\rho^2xy}{4}\right)L_{0,n}\left(\frac{\rho x}{2\sqrt{2}},\frac{\rho y}{2\sqrt{2}}\right)\end{aligned}\qquad(1)$$

дает возможность синтеза «спиральных пучков» $\exp(-z\bar{z})z^n$ и может быть обобщен следующим образом:

$$\begin{aligned}&\iint_{R^2}\exp\left[-i(x\xi+y\eta)+\frac{2i\xi\eta}{\rho^2}-\frac{\eta^2}{\rho^2}\right]g\left(\frac{\xi}{\rho}\right)d\xi d\eta=\\&=\sqrt{\pi}\rho^2\exp\left(-\frac{i\rho^2xy}{4}\right)S\left(\rho(x+iy),\rho(x-iy)\right)\end{aligned},\qquad(2)$$

где $g(x)$ – одномерное распределение.

Спиральный пучок $S(z,\bar{z})$, полученный по формуле (2), имеет вид:

$$S(z,\bar{z}) = \exp\left(-\frac{1}{8}z\bar{z} + \frac{1}{8}z^2\right)\int_R \exp\left(-\xi^2 - iz\xi\right)g(\xi)d\xi. \quad (3)$$

Запишем выражение (3) через декартовы координаты:

$$S(x,y) = \exp\left(-\frac{1}{4}y^2 + \frac{1}{4}ixy\right)\int_R \exp\left(-\xi^2 - ix\xi + y\xi\right)g(\xi)d\xi. \quad (4)$$

Как видно из выражения (4), выполнить такое астигматическое преобразование можно с помощью одной цилиндрической линзы.

2.2. Преобразование функции Эйри

Интерес к функциям Эйри, возникший в конце семидесятых годов прошлого века в контексте квантовой механики [3], был реанимирован в последнее время в связи с новыми возможностями, которые предлагает дифракционная оптика в физической реализации математических абстракций. Среди других сопротивляющихся дифракции мод пучки Эйри выделяются особыми «баллистическими» свойствами, а именно параболическое отклонение от прямолинейной траектории основного лепестка при распространении в свободном пространстве [4].

Основное приложение пучки Эйри получили в оптическом манипулировании [8, 9], но как и модам ЭГ, такие пучки не обладают орбитальным угловым моментом, связанным с наличием вихревых фазовых особенностей.

Создать на основе одномерных пучков Эйри комплексные распределения, содержащие оптические вихри, можно с помощью астигматического конвертера и бинарных дифракционных оптических элементов (ДОЭ), согласованных с функциями Эйри [9].

Функции Эйри для действительных значений аргумента могут быть записаны в виде:

$$Ai(x) = \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty}\exp\left(\frac{it^3}{3} + ixt\right)dt. \quad (5)$$

В случае простейшего бинарного фазового кодирования [9] комплексная функция пропускания ДОЭ, формирующего пучок Эйри, представляется следующим образом:

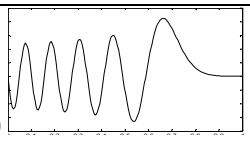
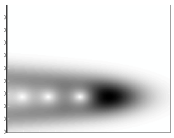
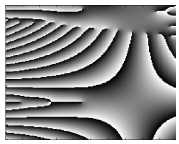
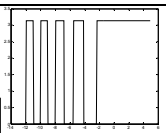
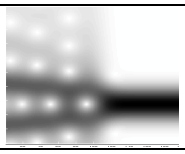
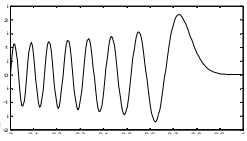
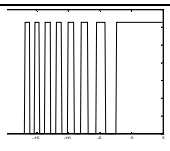
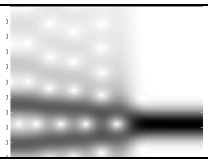
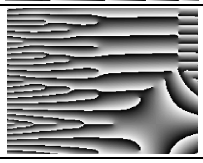
$$g(x) = \exp\left\{i\arg\left[Ai(x)\right]\right\}. \quad (6)$$

Численные эксперименты по астигматическому преобразованию как самой функции Эйри (5), так и фазовой функции, вычисляемой по формуле (6), приведены в таблице 1.

Усечение функций Эйри в (5) и (6) выполнялось по количеству нулей.

Таблица 1.

Астигматическое преобразование распределений, согласованных с функциями Эйри.

Число нулей	Входная функция	Выходное распределение	
		Амплитуда	Фаза
n=10	$Ai(x)$ 		
	$\arg\left[Ai(x)\right]$ 		
n=15	$Ai(x)$ 		
	$\arg\left[Ai(x)\right]$ 		

Из таблицы 1 видно определенное сходство в получаемых на выходе распределениях. Однако в случае использования обычной усеченной функции Эйри формируется одномерная цепочка оптических воронок, а при подаче на вход согласованной бинарной фазовой функции – целая матрица оптических воронок. Проследить различие в положении фазовых сингулярных точек можно по фазовым картинам выходных распределений.

3. ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ДВУМЕРНЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ

Кратко рассмотрим метод генерации вихревых пучков, основанный на использовании двумерного астигматического преобразования:

$$D(x,y)=\iint_{R^2}\exp\left[-i\left(x\xi+y\eta\right)+2i\xi\eta\right]G(\xi,\eta)d\xi d\eta,$$

В качестве входного распределения возьмем двумерную функцию с нелинейной зависимостью аргумента, определяемую следующим образом:

$$S_\alpha(x)=\sin\left(a|x|^\alpha\right),\ S_\beta(y)=\sin\left(b|y|^\beta\right),$$

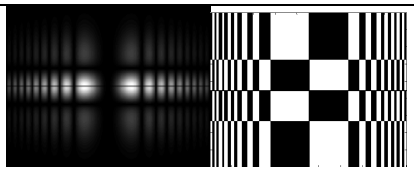
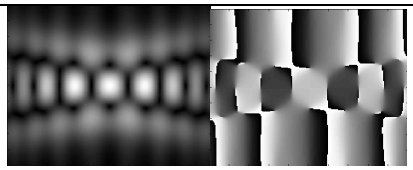
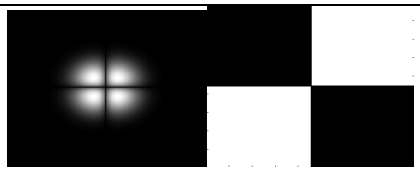
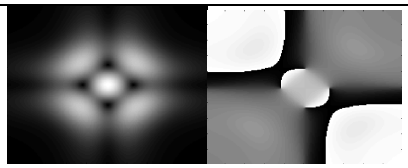
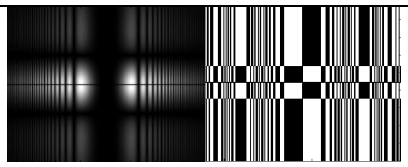
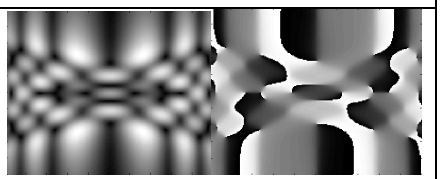
$$R_{\sigma_x}(x)=\exp\left(-\frac{x^2}{\sigma_x{}^2}\right),\ R_{\sigma_y}(y)=\exp\left(-\frac{y^2}{\sigma_y{}^2}\right),$$

$$G(x,y)=S_\alpha(x)R_{\sigma_x}(x)S_\beta(y)R_{\sigma_y}(y).$$

В таблице 2 приведены результаты моделирования астигматического преобразования двумерных распределений.

Таблица 2.

Астигматическое преобразование различных двумерных распределений

Входные параметры	Входное распределение $G(x,y)$	Результат преобразования
$\alpha=3,\beta=3$ $a=0.2,b=0.2$ $\sigma_x=0.6\pi,\sigma_y=0$ $(\xi,\eta)\in[-2\pi;2\pi]$ $(x,y)\in[-5\pi;5\pi]$		
$\alpha=0.5,\beta=0.5$ $a=0.2,b=0.2$ $\sigma_x=0.6\pi,\sigma_y=0$ $(\xi,\eta)\in[-2\pi;2\pi]$ $(x,y)\in[-5\pi;5\pi]$		
$\alpha=3,\beta=0.2$ $a=2,b=3$ $\sigma_x=4\pi,\sigma_y=4\pi$ $(\xi,\eta)\in[-2\pi;2\pi]$ $(x,y)\in[-5\pi;5\pi]$		

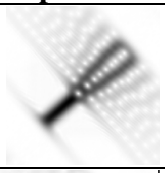
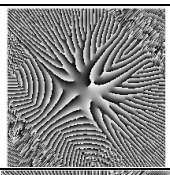
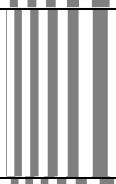
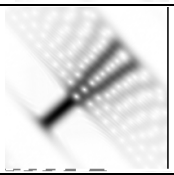
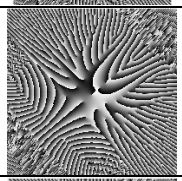
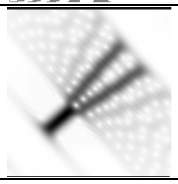
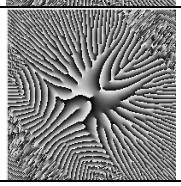
Из таблицы 2 видно, что в случае двумерного преобразования также можно получить матрицы оптических вихрей, но более замысловатой конфигурации.

4. ПРИМЕНЕНИЕ АСТИГМАТИЧЕСКИХ КОНВЕРТЕРОВ

В таблице 3 приведены результаты, получаемые с применением астигматического конвертера на примере функций Эйри, содержащих различное количество нулей.

Таблица 3.

Результат преобразования входного распределения одной цилиндрической линзой

Фаза входного распределения	**Амплитуда результирующего распределения**	**Фаза результирующего распределения**
		
		
		

Как видно из полученных результатов, использование астигматического преобразования пучков позволяет получать распределения, схожие с теми, что были получены путём аналитических выражений в разделе 2.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе рассмотрено преобразование распределений, в особенности согласованных с функциями Эйри, с помощью астигматических конвертеров. В результате таких преобразований можно формировать двумерные матрицы оптических вихрей различной конфигурации, что, в частности, расширяет возможности оптического микроманипулирования.

Проведено моделирование и анализ преобразования амплитудных и фазовых бинарных сигналов: последние значительно проще в реализации и позволяют формировать более сложные картины. Также компьютерное моделирование показало работоспособность однолинзового астигматического конвертера в данной задаче. Результаты натурных экспериментов с

преобразованием пучков Эйри, созданных с помощью бинарных дифракционных решеток, находятся в согласии с результатами численного моделирования [12].

Итак, полученные результаты работы могут быть полезны для развития методов моделирования модовых конвертеров, проектирования лазерных манипуляторов. Тема и результаты её исследования считаются важной частью разработок в сфере лазерных технологий, наноиндустрии, микробиологии, внутриклеточной хирургии, генной инженерии и многих других важных областях применения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Сойфер В.А., Котляр В.В., Хонина С.Н. Оптическое манипулирование микрообъектами: достижения и новые возможности, порожденные дифракционной оптикой// Физика элементарных частиц и атомного ядра. М, 2004. № 35. Т. 6. С. 1368-1432.

2. Dienerowitz M., Mazilu M., Reece P.J., Krauss T.F., Dholakia K. Optical vortex trap for resonant confinement of metal nanoparticles// Opt. Express. 2008. № 16. Vol. 7. P. 4991-4999.

3. Wang W., Ishii N., Hanson S.G., Miyamoto Y., Takeda M. Phase singularities in analytic signal of white-light speckle pattern with application to micro-displacement measurement// Opt. Commun. 2005. № 248. P. 59-68.

4. Levenson M., Tan S.M., Dai G., Morikawa Y., Hayashi N., Ebihara T. The vortex via process: analysis and mask fabrication for contact CDs < 80nm // SPIE 5040. 2003. P.344-370.

5. Swartzlander G.A., Ford E.L., Abdul-Malik R.S., Close L.M., Peters M.A., Palacios D.M., Wilson D.W. Astronomical demonstration of an optical vortex coronagraph// Opt. Express. 2008. № 16. Vol. 14. P. 10200-10207.

6. Khonina S.N., Kotlyar V.V., Shinkaryev M.V., Soifer V.A. and Uspleniev G.V. The phase rotor filter// J. Modern Optics. 1992. № 39. Vol. 5. P. 1147-1154.

7. Kotlyar V.V., Khonina S.N., Soifer V.A., Lautanen J., Honkaken M., Turunen J. Diffractive optical elements for generation of Bessel and Gaussian laser modes// Optics and Optoelectronics, ed. O.P.Nijhawan Narosa Publishing House. 1998. № 1. P. 216-227.

8. Хонина С.Н. Формирование мод Гаусса-Эрмита с помощью бинарных ДОЭ. II. Оптимизация апертурной функции// Компьютерная оптика. Самара. 1998. № 18. С. 28-36.

9. Abramochkin E., Volostnikov V. Beams transformations and nontransformed beams// Optics Communications. 1991. № 83. P. 123-135.

10.Beijersbergen M.W., Allen L., van der Veen H.E.L.O., Woerdman J.P. Astigmatic laser mode converters and transfer of orbital angular momentum// Optics Communications. 1993. № 96. P. 123-132.

11.Алексеев А. Н., Алексеев К. Н., Бородавка О. С., Воляр О. В., Фридман Ю. А. Конверсия пучков ЭГ и ЛГ в астигматичной оптической системе: 1 эксперимент// Письма в ЖТФ. 1998. № 17. С. 68-73.

12.Khonina S. N., Zoteyeva O. V., Karpeev S. V. Astigmatic transformation of one-dimensional distributions for generating optical vortex arrays// Pacific Science Review, 2011, V. 13, No.3. (In press).

ПРИМЕНЕНИЕ СЛЕПОГО РАЗДЕЛЕНИЯ СИГНАЛОВ ДЛЯ ПОДАВЛЕНИЯ ШУМОВ СПЕКЛОВ В ЛАЗЕРНОЙ ТРИАНГУЛЯЦИИ

В.А. Буцких

Поволжский государственный университет телекоммуникаций и информатики
brainvictor@rambler.ru

АННОТАЦИЯ

В статье рассматривается общий принцип лазерной триангуляции, производится оценка минимально достижимой абсолютной погрешности, а также приводится пример подавления шумов спеклов одним из методов слепой обработки.

1. ВВЕДЕНИЕ

На производстве часто поднимается вопрос оценки геометрических параметров для решения задач технической диагностики и неразрушающего контроля. Наиболее часто данная проблема возникает на железнодорожном транспорте в системах измерения геометрических параметров рельсов. Основным требованием, предъявляемым к подобным системам, является высокая точность и возможность работы с поверхностями любой сложности.

Одним из наиболее часто применимых в последнее время методов бесконтактного измерения геометрического профиля объекта является метод лазерной триангуляции. Этот метод получил широкое распространение благодаря своей простоте, надежности и высокой точности. Принцип лазерной триангуляции изображен на рисунке 1.

Когерентное излучение с выхода лазера попадает на вход развертывающей системы, представляющую собой в простейшем случае цилиндрическую линзу. На выходе системы развертки лазерный луч представляет собой линию (световое пятно *S*), проецирующуюся на поверхность объекта. Отражаясь от поверхности объекта лазерный луч, проходит узкополосный оптический фильтр с системой фокусировки и попадает на CMOS матрицу. Изображение, формируемое на CMOS матрице, содержит инфор-

мацию о профиле объекта. Ось излучения образует с осью наблюдения угол θ. Если переместить поверхность объекта на малую величину Δz то изображение на матрице сдвинется на величину Δx. Исходя из геометрических соображений можно записать:

$$\Delta x = \beta \cdot \Delta z \cdot \sin\theta, \qquad (1)$$

Параметр β является коэффициентом усиления конкретной системы фокусировки, в дальнейших рассуждениях принимается равным 1.

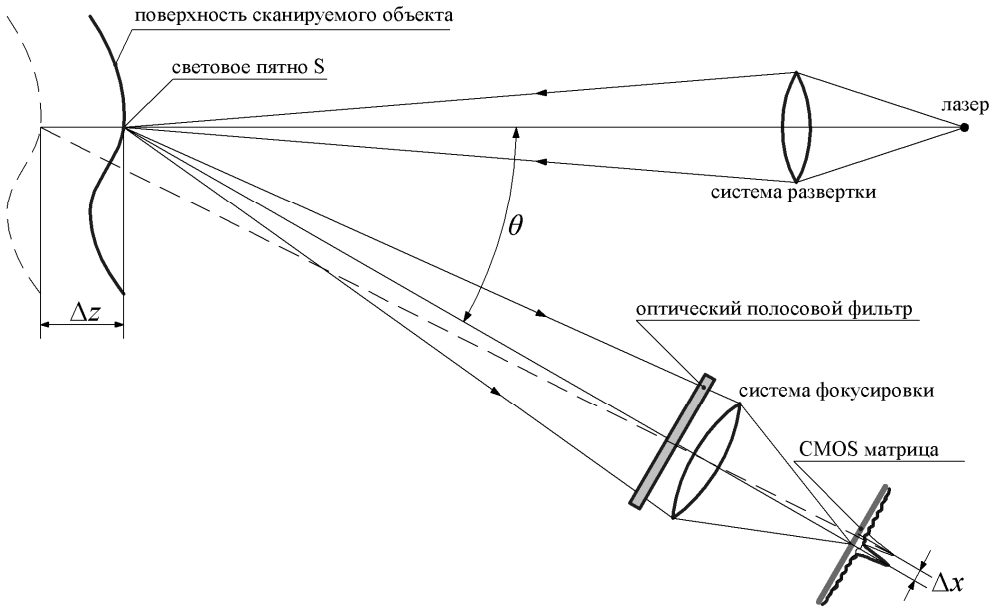


Рис. 1. Принцип лазерной триангуляции

Применение когерентного излучения делает возможным появление шумов спеклов которые вносят основной вклад в искажение изображения. Помимо шума спеклов на изображение накладывается аддитивный шум (шум квантования АЦП матрицы, тепловые шумы и т. п.), а также шум связанный с эффектом блюминга (blooming) вызванный растеканием заряда по CMOS матрице при ее насыщении.

2. ОЦЕНКА МИНИМАЛЬНО ДОСТИЖИМОЙ ПОГРЕШНОСТИ

На рисунке 2 представлено изображение, полученный сканированием круглого объекта диаметром 32 мм.

Для получения координат объекта изображение необходимо обработать. Суть обработки заключается в вычислении вектора, значение элементов которого являются координатами объекта по оси x, а порядковый номер элемента координатой по оси y. Перед началом обработки изображение разбивается на столбцы шириной 1 пиксель. Каждый срез представля-

ет профиль изображения, пример профиля по координате $y = 232$ изображен на рисунке 3. При этом координата по оси x представляет собой центр данного профиля.



Рис. 2. Данные с матрицы

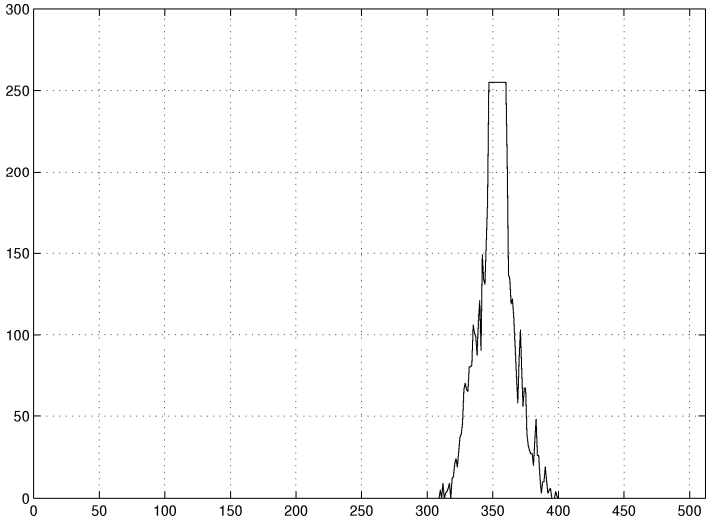


Рис. 3. Профиль изображения

В настоящее время существует несколько методов вычисления положения центра импульса, наибольшее распространение получили два из них: метод центра масс, медианный метод. Первый метод получил большее распространение ввиду того что позволяет достичь субпиксельной точности без применения каких либо дополнительных методов. Выражение для координаты центра импульса $x_{\text{ц}}$ запишем в виде:

$$x_{\text{ц}} = \frac{\sum_{k=1}^{N} k \cdot I(k)}{\sum_{k=1}^{N} I(k)}, \qquad (2)$$

здесь k – номер пикселя в столбце, $I(k)$ – значение его яркости.

Как уже отмечалось выше, лазерная триангуляция обладает достаточно высокой степенью точностью измерений по оси x (точность по y не превышает пиксельное разрешение) поэтому оценим величину минимально достижимой абсолютной погрешности $\Delta x_{\min}$ в случае полностью когерентного источника. Для этого будем рассматривать столбец изображения по которому делается оценка положения $x_{\text{ц}}$ как некую двумерную область D [3]. Тогда выражение для вычисления $x_{\text{ц}}$ примет вид:

$$x_{\text{ц}} = \frac{\iint\limits_D I(x,y)\cdot x\mathrm{d}x\mathrm{d}y}{\iint\limits_D I(x,y)\cdot \mathrm{d}x\mathrm{d}y}, \tag{3}$$

здесь $I(x,y)$ – значение яркости элемента $\mathrm{d}x\mathrm{d}y$.

Абсолютную погрешность определим как среднеквадратичное отклонение случайной величины, т. е. $\Delta x_{\min} = \sqrt{D[X_{\text{ц}}]}$. Величина дисперсии была получена в работе [3]. Исходя из этого, можем записать минимально достижимую абсолютную погрешность для случая полностью когерентного источника в виде:

$$\Delta x_{\min} = \frac{1}{2\cdot\pi}\cdot\frac{\lambda}{\sin u}, \tag{4}$$

где λ – длинна волны излучения, $\sin u$ – апертура наблюдения

В случае частично когерентного источника излучения, которые наиболее часто используются на практике, величина погрешности определяется выражением:

$$\Delta x_{\min} = C\frac{1}{2\cdot\pi}\cdot\frac{\overline{\lambda}}{\sin u}, \tag{5}$$

где C – безразмерная величина определяющая контрастность спеклов, при этом $C \in (0,1)$, $\overline{\lambda}$ – средняя длинна волны излучения.

Параметр C сильно зависит от типа облучаемой поверхности, и может быть определен как:

$$C^2 = \frac{1}{\sqrt{1+\left(\frac{4\cdot\delta_z}{l_{\text{к}}}\right)^2}}, \tag{6}$$

здесь δ_z – величина шероховатости поверхности, $l_к$ – длинна когерентности.

Важную роль на практике параметр C начинает играть при облучении поверхности структура которой неоднородна в результате чего имеет место флуктуация C в широких пределах. При этом погрешность измерений резко возрастает из-за появления шумов спеклов.

3. БОРЬБА С ШУМАМИ СПЕКЛОВ МЕТОДОМ СЛЕПОГО РАЗДЕЛЕНИЯ СИГНАЛОВ

В общем случае изображение $g(x,y)$, подвергшееся линейным искажениям можно представить в виде свертки исходного изображения $f(x,y)$ с функцией рассеяния точек (PSF point spread function) [2] $h(x,y)$ и добавлением аддитивного шума $n(x,y)$:

$$g(x,y) = f(x,y) * h(x,y) + n(x,y), \tag{7}$$

Шумы спеклов, которые вносят основную погрешность в системах лазерной триангуляции, по своей природе являются мультипликативными (т.е. имеют место только при наличии сигнала) и в данной модели содержатся в функции PSF. При этом мы не можем оценить функцию PSF в любой момент времени для применения классических подходов фильтрации. Следует отметить, что применение нелинейных алгоритмов фильтрации (медианный фильтр, усредняющий фильтр и т. п.) нашедших широкое применение в задачах обработки изображений, в случае лазерной триангуляции не всегда могут быть применены, так как их использование ведет к смещению оценки положения профиля объекта и как результат к возрастанию погрешности измерения. В данном случае наиболее эффективным является методы слепого разделения сигналов (blind signal separation) на фоне шума, так как они не требуют знания функции PSF и при этом являются линейными.

Приведем пример восстановления изображения базирующийся на широко известном методе ZSS(Zero Sheet Separation) где в качестве критерия используется наибольший общий делитель (НОД). Перед началом обработки исходное изображение подвергается двумерному z преобразованию:

$$G(z_1, z_2) = \sum_{n_1=1}^{\text{height}} \sum_{n_2=1}^{\text{width}} g(n_1, n_2) \cdot z_1^{-n_1} \cdot z_2^{-n_2}, \tag{8}$$

здесь height и weight являются соответственно высотой и шириной изображения. Фактически выражение (8) определяет полиномиальную форму представления изображения.

С учетом линейности z преобразования выражение (17) можно записать в виде:

$$G(z_1, z_2) = F(z_1, z_2) \cdot H(z_1, z_2) + N(z_1, z_2), \tag{9}$$

Рассмотрим идеальный случай, при котором аддитивный шум отсутствует, т.е. $n(x, y) = 0 \Rightarrow N(z_1, z_2) = 0$. Тогда выражение (9) можно переписать в виде:

$$G(z_1, z_2) = F(z_1, z_2) \cdot H(z_1, z_2), \tag{10}$$

Исходя из выражения (10) можно сказать, что задача получения исходного изображения $f(x, y)$ из $g(x, y)$ сводится к задаче факторизации полинома $G(z_1, z_2)$. Основной проблемой при этом является выбор критерия разделения полинома. В качестве критерия можно использовать критерий наибольшего общего делителя. Для этого возьмем два изображения одного и того же объекта так чтобы выполнялось условие $f_1(x, y) = f_2(x, y)$ но при этом $h_1(x, y) \neq h_2(x, y)$. Выполнение этих условий можно достичь съемкой объекта с малым интервалом времени, таким что за этот интервал параметры освещенности и светопроницаемости среды не меняются. При этом мы получим систему уравнений с двумя уравнениями и тремя неизвестными:

$$\begin{cases} G_1(z_1, z_2) = F(z_1, z_2) \cdot H_1(z_1, z_2) \\ G_2(z_1, z_2) = F(z_1, z_2) \cdot H_2(z_1, z_2) \end{cases}, \tag{11}$$

Из системы уравнений (11) интересующая нас функция $F(z_1, z_2)$ находится как НОД от $G_1(z_1, z_2)$ и $G_2(z_1, z_2)$. В качестве алгоритма применяемого для получения НОД наиболее часто используется алгоритм Евклида. На рисунке 4 представлен пример работы данного алгоритма, где в качестве исходных взяты два соседних изображения полученных с триангуляционного сканера.

Как видно из рисунка 4 шумы спеклов видимые как ореол вокруг изображения удалось подавить практически полностью

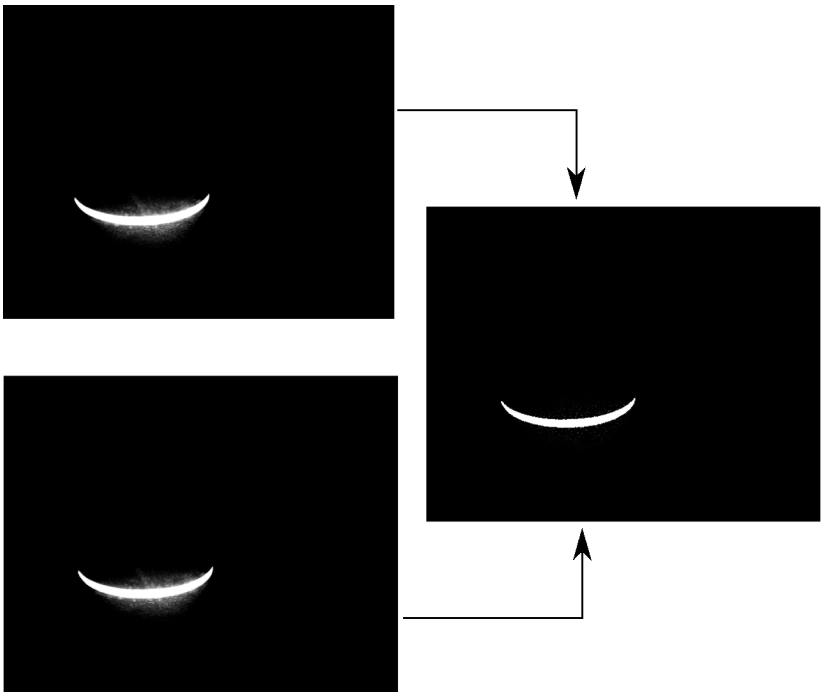


Рис. 4. Результат восстановления изображения

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Задача определения геометрических параметров объекта решаемая с помощью лазерной триангуляции находит все большее применение в промышленности и на транспорте. Основной проблемой мешающей внедрению является разнородность оцениваемых поверхностей и как результат неоптимальные условия работы сенсора, приводящие к возникновению шумов спеклов, что в конечном итоге приводит к увеличению погрешности. Применение слепой обработки позволяет уменьшить величину погрешности.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Dainty J.C. Laser speckle and related phenomena. Berlin, 1975 Spring-Verlang p 39-45

2. Deepa Kundur, Dimitros Hatzinakos Blind Image deconvolution // IEEE Signal Processing Magazine, 1996 p. 44

3. Rainer G. Dorsch , Gerd Hausler, Jurgen M. Herrmann Laser triangulation: fundamental uncertainty in distance measurement // Applied Optics. 1994. V. 33. No. 7. P 1306

4. Франсон М. Оптика спеклов. М.: Изд-во «Мир», 1980. С. 54

МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ МОДУЛЯЦИОННОЙ ПЕРЕДАТОЧНОЙ ФУНКЦИИ ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ АМПЛИТУДНЫХ МАСОК С ПОСТОЯННЫМИ СПЕКТРАМИ МОЩНОСТИ

В.В. Краснов, П.А. Черёмхин

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»
holo@pico.mephi.ru

АННОТАЦИЯ

Разработан метод измерения двумерной модуляционной передаточной функции (МПФ) оптических систем регистрацией одной тестовой сцены. МПФ оптической системы характеризует ее способность передавать пространственные частоты, т.е. способность системы разрешать детали изображения определенного размера. Предлагаемый метод основывается на методе случайных масок, вместо которых используются специально созданные маски с постоянными спектрами мощности, и позволяет получить все значения двумерной МПФ вместо только двух ортогональных сечений.

1. ВВЕДЕНИЕ

Модуляционная передаточная функция (МПФ) оптической системы характеризует ее способность передавать пространственные частоты, т.е. способность системы разрешать детали изображения определенного размера. Классический способ измерения МПФ заключается в измерении видности зарегистрированных камерой полос определенного периода. При этом зарегистрированное изображение таких полос даёт одну точку графика МПФ, для получения всей зависимости требуется проведение большого количества измерений. Предлагаемый в работе метод измерения МПФ осуществляется регистраций одной тестовой и позволяет получить все значения двумерной МПФ.

Знание МПФ позволяет объективно оценивать возможности и вырабатывать рекомендации по использованию различных фото- и видеокамер, в оптико-цифровых системах отображения и обработки информации.

2. МОДИФИКАЦИЯ МЕТОДА СЛУЧАЙНЫХ МАСОК

Среди методов измерения МПФ существует метод случайных масок, который позволяет измерение МПФ регистрацией всего одной тестовой сцены [1,2]. Однако этот метод позволяет получить только два ортогональных сечения двумерной МПФ. Предложенный метод основан на методе случайных масок, но позволяет измерить все значения двумерной МПФ. В методе случайных масок используются амплитудные маски, представляющие собой двумерные массивы псевдослучайных чисел (рис. 1а). Нормированные среднеквадратические отклонения (СКО) спектров мощности таких масок от среднего уровня приблизительно равны единице (рис 1в). Для достижения приемлемой точности измерений используется усреднение одномерных спектров мощности по строкам или столбцам. Это приводит к снижению СКО результирующего одномерного спектра мощности (для случайной маски размером 512×512 пикселей, СКО усредненного одномерного спектра мощности составляет приблизительно 0,04).

Для измерения всех значений двумерной МПФ был разработан итеративный алгоритм создания амплитудных масок с постоянными спектрами мощности (МСПМ). С использованием разработанного алгоритма возможно получение амплитудных масок с СКО спектров мощности от 0,003 (рис. 1г). Применение таких амплитудных масок позволяет отказаться от усреднения одномерных спектров мощности по строкам или столбцам для получения двумерной МПФ.

3. ИЗМЕРЕНИЕ МОДУЛЯЦИОННОЙ ПЕРЕДАТОЧНОЙ ФУНКЦИИ КАМЕРЫ РАЗРАБОТАННЫМ МЕТОДОМ

Созданная при помощи разработанного алгоритма МПСМ, использовавшаяся в экспериментах, имеет 512×512 пикселей и 32 градации яркости (рис. 1г). Её НРМС составляет 0,028. Отображавшаяся на ЖК мониторе с отключенной гамма-коррекцией МПСМ регистрировалась исследуемой камерой PixeLink PL-B781F с объективом ВЕГА 2/20 при значении числовой апертуры 1:2 (рис. 2а). Изображение МПСМ на фотосенсоре занимало область 512×512 пикселей фотосенсора таким образом, что одному пикселю монитора соответствовал один пиксель фотосенсора. Распределение амплитуд фурье-спектра зарегистрированного изображения МПСМ соответствует реальной двумерной МПФ оптической системы (рис. 2б). Одна-

ко оно обладает многочисленными выбросами, для получения гладкой МПФ было применено усреднение по 16×16 пикселям (рис. 2в).

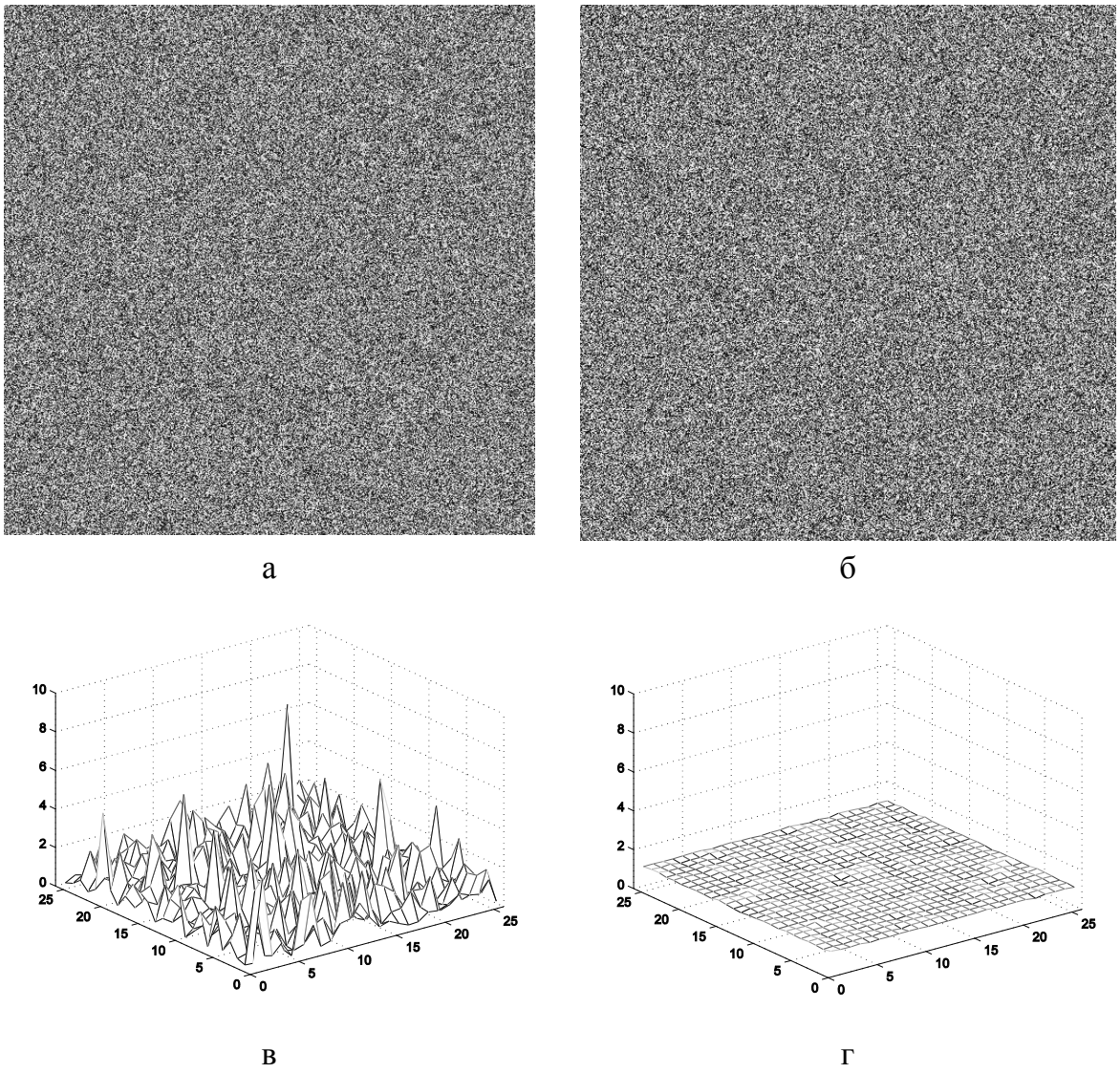


Рис. 1. Амплитудная случайная маска (а), МПСМ (б) и соответствующие фрагменты спектров мощности (в) и (г)

Для проверки правильности измеренной МПФ, было проведено независимое измерение классическим методом с использованием миры (рис. 3).

Результаты, полученные двумя методами, близки, однако существует четко выраженное различие между горизонтальной и вертикальной МПФ в случае измерения методом МПСМ, отсутствующее в результатах, полученных с использованием миры (рис. 4). Возможно, зависимость наблюдаемой яркости пикселей ЖК монитора от угла наблюдения повлияла на результат измерений и стала причиной эллиптичности МПФ. Для решения этой проблемы возможно использование устройства отображения МПСМ, в котором эта зависимость отсутствует.

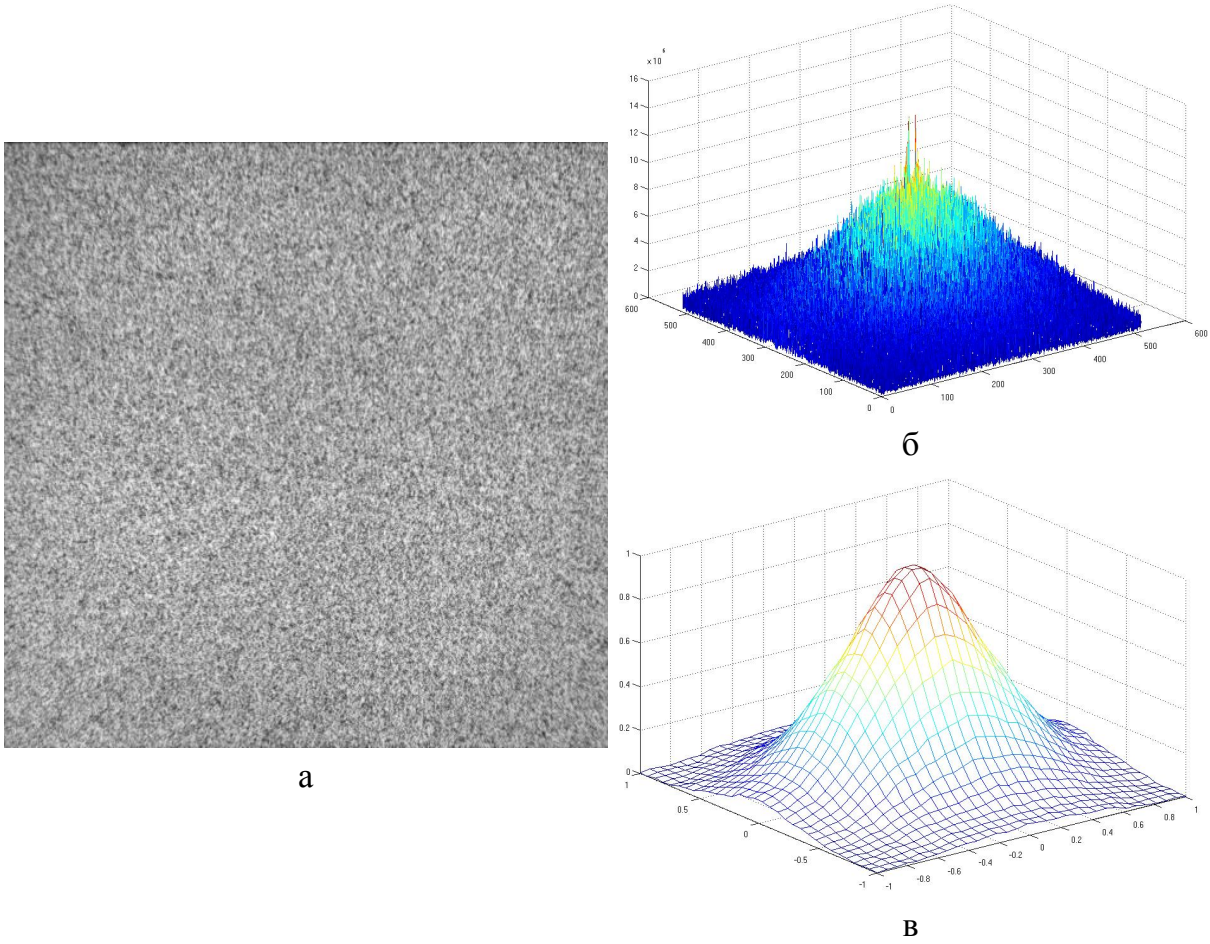


Рис. 2. Зарегистрированное изображение МПСМ (а), его распределение амплитуд фурье-спектра: без усреднения (б) и после усреднения по 16×16 пикселям (в)

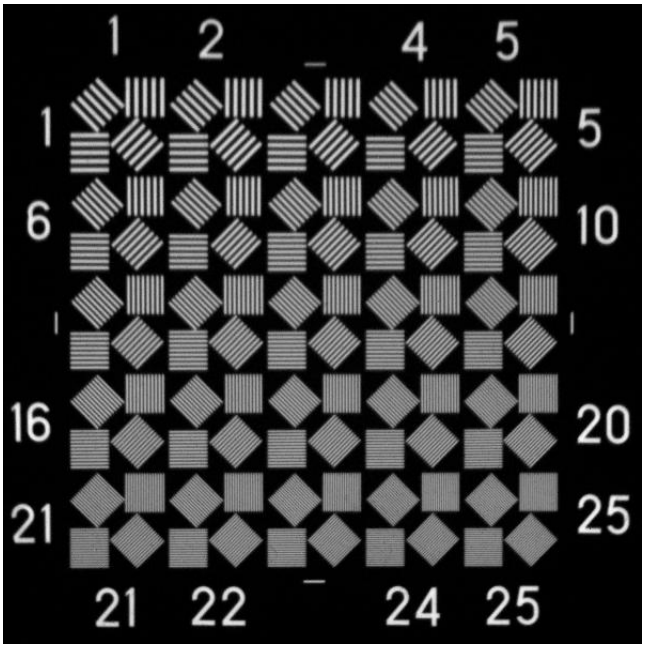


Рис. 3. Мира, использовавшаяся для альтернативного измерения МПФ

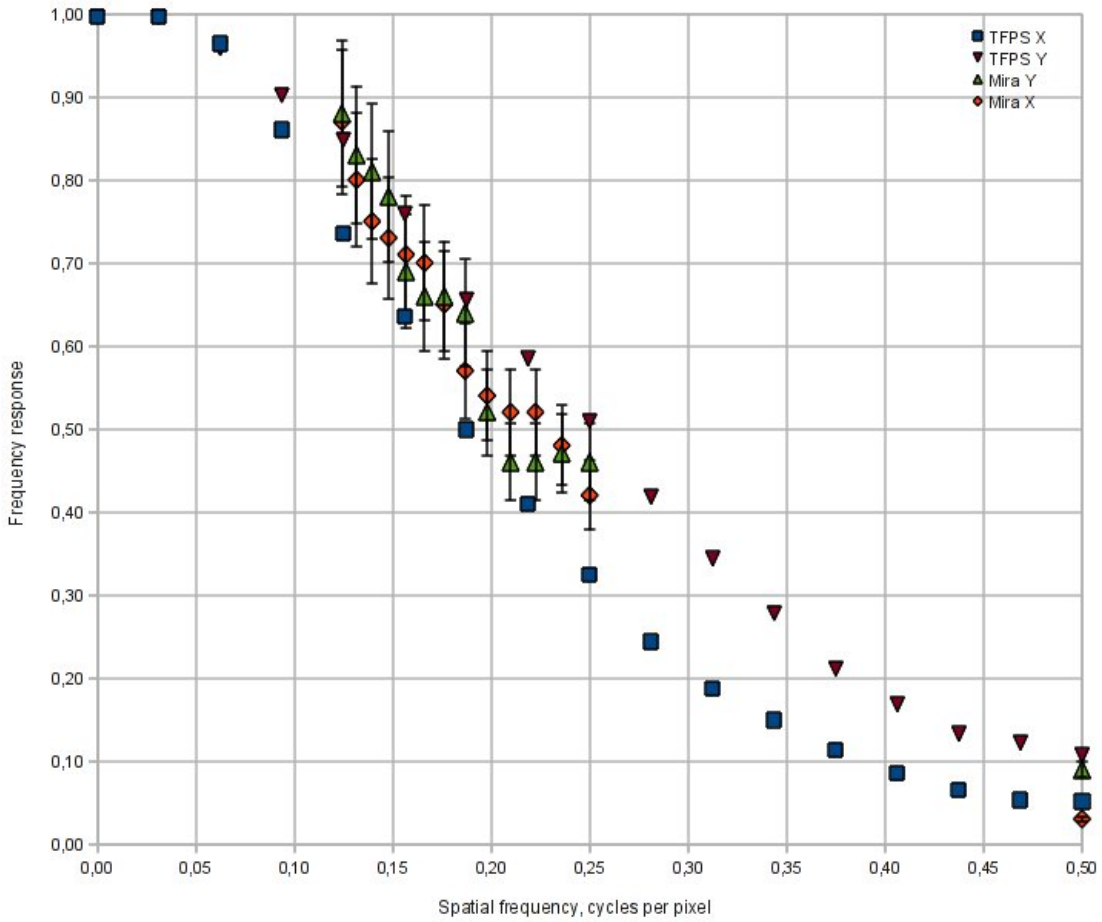


Рис. 4. Горизонтальные и вертикальные МПФ, полученные с использованием МПСМ и миры

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработан метод быстрого измерения двумерной модуляционной передаточной функции оптической системы регистрацией одной тестовой сцены. В отличие от базового метода случайных масок, осуществляется измерение всех значений двумерной МПФ, вместо двух ортогональных сечений.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Pospisil J., Jakubik P., Machala L. Light-reflection random-target method for measurement of the modulation transfer function of a digital video-camera // Optik, 2005, V.116, P.573–585.

2. Fernández-Oliveras A., Pozo A., Rubiño M. Comparison of spectacle-lens optical quality by modulation transfer function measurements based on random-dot patterns // Optical Engineering, V.49, N.8, P.083603.

ФОРМИРОВАНИЕ И ИССЛЕДОВАНИЕ ПЛАНАРНЫХ ВОЛНОВОДНЫХ И ПЕРИОДИЧЕСКИХ ДОМЕННЫХ СТРУКТУР В КРИСТАЛЛАХ НИОБАТА ЛИТИЯ

В.В. Щербина, М.В. Бородин, С.А. Смычков

Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники
vesta-87@mail.ru

АННОТАЦИЯ

Представлены результаты исследований планарных оптических волноводов и периодических доменных структур (ПДС), формируемых в кристаллах ниобата лития. ПДС создавались электронным пучком как в нелегированных подложках *X*- и *Y*-срезов ниобата лития, так и в волноводах Zn:$LiNbO_3$ и Ti:$LiNbO_3$, которые предварительно были сформированы на таких подложках. Проведен теоретический анализ и оценена эффективность генерации волн терагерцевого диапазона при нелинейном преобразовании света на планарных ПДС в симметричной щелевой волноводной структуре, состоящей из двух пластин ниобата лития.

1. ВВЕДЕНИЕ

Хорошие электрооптические и нелинейно-оптические свойства обуславливают широкое применение кристаллов ниобата лития для создания интегрально-оптических устройств. Применение периодических доменных структур (ПДС) позволяет существенно расширить диапазон трансформации кристаллом ниобата лития спектра лазерного излучения и реализовать режим квазисинхронизма как для эффективной генерации второй оптической гармоники (ГВГ) [1], так и для параметрического преобразования частоты в различные спектральные диапазоны [2], в том числе в терагерцевую (ТГЦ) область [3].

Для реализации задач нелинейной оптики, связанных с преобразованием спектральных характеристик лазерного излучения, требуется высокая стабильность оптических свойств элементов, в которых они преобразуются, в частности, для выдерживания условий фазового синхронизма. Одним из способов уменьшения фотоиндуцированных изменений параметров

среды является введение соответствующих примесей в состав кристалла. Перспективным для создания элементов из ниобата лития со стабильными параметрами является его диффузионное легирование такими примесями, как цинк [4] и галлий [5], снижающими фоторефрактивную чувствительность к излучению видимого диапазона при объемном легировании [6].

В данной работе представлены результаты исследований стойкости планарных волноводов Ti:$LiNbO_3$ и Zn:$LiNbO_3$ к воздействию излучения твердотельного лазера с длиной волны 532 нм, а также результаты исследований характеристик планарных ПДС, созданных электронным пучком в подложках *X*- и *Y*-срезов ниобата лития. Проведен теоретический анализ и оценена эффективность генерации волн терагерцевого диапазона при нелинейном преобразовании света на планарных ПДС в симметричной щелевой волноводной структуре, состоящей из двух пластин ниобата лития.

2. МЕТОДИКА эКСПЕРИМЕНТА

Волноводы Ti:$LiNbO_3$ создавались напылением титана на подложки *Y*-среза ниобата лития с последующей диффузией при температуре около 1050 °С. Для формирования волноводов Zn:$LiNbO_3$ использовались подложки *X*-среза с толщиной от 1 до 2,5 мм, на которых из пленкообразующих растворов осаждались методом вытягивания пленки ZnO [7]. Далее проводилась диффузия при температурах от 800 до 1050ºС в воздушной атмосфере в течение 1-20 часов.

Формирование периодических доменных решеток в нелегированных образцах ниобата лития и в полученных волноводных структурах Ti:$LiNbO_3$ и Zn:$LiNbO_3$ проводилось в растровом электронном микроскопе JSM-840A с дополнительно встроенной программой NanoMaker, позволяющей управлять электронным лучом при рисовании по поверхности и контролировать дозы облучения. Доза облучений варьировалась в диапазоне 500-2000 мкКл/см^2 при энергии пучка электронов 25 кэВ и токе ~100 пА; общие поперечные размеры облучаемой области составляли порядка 700×700 мкм^2. Периоды сформированных структур, имеющих планарный характер, составляли от 4,75 до 7,25 мкм.

3. ИССЛЕДОВАНИЕ СТОЙКОСТИ ОПТИЧЕСКОГО ПЛАНАРНОГО ВОЛНОВОДА $Zn:LiNbO_3$ К ОПТИЧЕСКОМУ ИЗЛУЧЕНИЮ

Стойкость волновода к лазерному излучению оценивалась по величине нелинейной добавки к показателю преломления, возникающей в волноводном слое при неоднородной засветке. Для этого при помощи двухпучкового взаимодействия в волноводе записывалась фоторефрактивная решетка, после чего измерялась эффективность дифракции лазерного пучка на этой решетке. Запись производилась в течение 10 минут, после чего один из входящих пучков перекрывался, и измерялась мощность дифрагированного излучения. Для сравнения аналогичные измерения были проведены в волноводе $Ti:LiNbO_3$. Эффективность дифракции в планарной волноводной структуре $Zn:LiNbO_3$ составила 7%, величина нелинейной добавки $5{,}6\cdot10^{-6}$, а для структуры $Ti:LiNbO_3$ –20% и $9{,}8\cdot10^{-6}$ соответственно. Таким образом, сформированная нами планарная волноводная структура $Zn:LiNbO_3$ является более стойкой к оптическому излучению по сравнению с исследованным волноводом $Ti:LiNbO_3$.

Экспериментальная установка для наблюдения изменений интенсивности прошедшего через волновод света во времени состояла из твердотельного лазера с длиной волны 532 нм, коллиматора для получения двух параллельных пучков, стеклянной пластины для изменения угла введения луча в волновод $Zn:LiNbO_3$, рутиловых призм связи, фотодиодов ФД-24К, цифровых микроамперметров и блока считывания и обработки данных, подключенного к персональному компьютеру. Входная интенсивность излучения лазера изменялась посредством изменения угла падения лазерного луча на пластину из кварцевого стекла.

В результате экспериментов, время которых составляло от 600 до 7200 с, были получены зависимости интенсивности излучения на выходе из волновода от времени воздействия при мощностях пучка, падающего на призму ввода, составляющих 4, 18 и 37 мВт (см. рис. 1). При входной мощности 4 мВт в течение 1 часа плавное уменьшение интенсивности выводимого из волновода излучения произошло в 2,9 раза. Для входной мощности 37 мВт выходная интенсивность за час экспозиции упала уже в 8,9 раза.

Свет большой интенсивности приводит к более сильным изменениям показателя преломления, вследствие чего нарушаются оптимальные условия призменного ввода света в волновод для соответствующей моды, и его интенсивность падает. Эффект самодефокусировки, усиливающийся с ростом интенсивности, также вносит негативный вклад в стабильность параметров волновода.

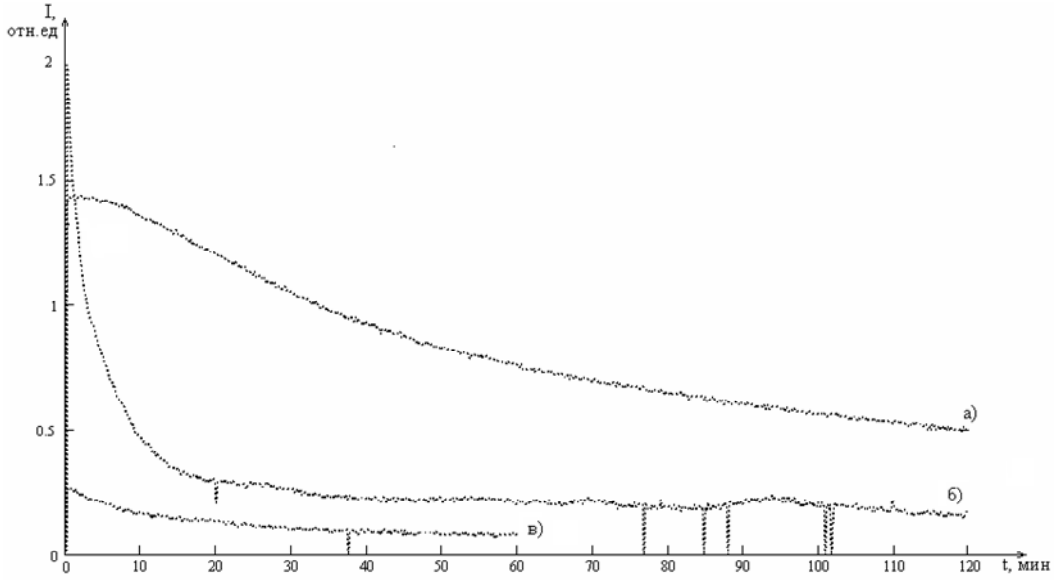


Рис.1. Зависимость интенсивности излучения на выходе из волновода от времени: а) входная мощность излучения 4 мВт; б) входная мощность излучения 18 мВт; в) входная мощность излучения 37 мВт.

4. ИССЛЕДОВАНИЕ ПЛАНАРНЫХ ПЕРИОДИЧЕСКИХ ДОМЕННЫХ СТРУКТУР, СФОРМИРОВАННЫХ В НИОБАТЕ ЛИТИЯ

Визуализация планарных ПДС методом ГВГ-микроскопии, являющимся неразрушающим и пригодным для подложек как *Y*-, так и *X*-срезов, проводилась при прохождении через поверхности образцов, имеющих две оптически полированные грани, пучка импульсного лазерного излучения с длиной волны λ =1053 нм, длительностью импульсов 10 нс и энергией 200 мкДж. Лазерный пучок расширялся системой из оптических линз и засвечивал необходимый участок кристалла.

Изображения как отдельных ПДС и их фрагментов, так и совокупности нескольких структур наблюдались на длине волны 526.5 нм на фоне несинхронной ГВГ в объеме кристалла при засветке соответствующей части его поверхности. Изображение отдельной планарной ПДС, представ-

ленное на рис. 2, получено на второй гармонике пучка накачки с помощью микроскопического объектива с увеличением 8× и цифровой камеры-окуляра DCM 310.

В волноводах Zn:$LiNbO_3$ визуализация ПДС производилась путем ввода лазерного излучения в волновод. Для пучка накачки с длительностью импульсов 10 нс и энергией 200 мкДж, возбуждаемого на моде TE_0 (λ=1053 нм), на этих структурах наблюдалась квазисинхронная волноводная ГВГ на модах TE_0-TE_2. При волноводном распространении за счет рассеиваемого на доменных структурах света также удалось получить изображения структур (рис.3).

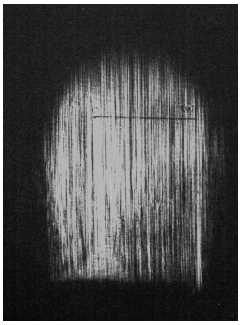


Рис. 2. Изображение планарной ПДС с пространственным периодом 6,7 мкм, сформированной на подложке X-среза конгруэнтного ниобата лития



Рис.3. Фотография рассеянного на периодической доменной структуре света, полученая на второй гармонике для волноводного пучка накачки с помощью микроскопического объектива и цифровой камеры-окуляра

5. АНАЛИЗ ГЕНЕРАЦИИ ВОЛН ТЕРАГЕРЦЕВОГО ДИАПАЗОНА ПРИ НЕЛИНЕЙНОМ ПРЕОБРАЗОВАНИИ СВЕТА В СИММЕТРИЧНОЙ ЩЕЛЕВОЙ ВОЛНОВОДНОЙ СТРУКТУРЕ НА НИОБАТЕ ЛИТИЯ

Для симметричной щелевой волноводной структуры, состоящей из пластин с планарными волноводами Ti:$LiNbO_3$ *Y*-среза (в которых сформированы ПДС с необходимым периодом), разделенных воздушным зазором *a* и имеющих толщину *b* (рис. 4), была рассмотрена квазисинхронная генерация ТГц излучения. Предполагалось, что световые волны с длинами волн λ_1 и λ_2 распространяются как ТЕ-моды в планарных волноводах в направлении оси *x*, генерируя на ПДС моду TE_0 рассматриваемой симметричной структуры, с разностной частотой, соответствующей ТГц диапазону. На рис. 5 представлено нормированное на единичную амплитуду при *y*

= 0 поперечное распределение светового поля E_{3z}(y) для моды TE_0, возбуждаемой на частоте 1 ТГц (λ_{THz}=300 мкм) в структуре с пластинами, имеющими толщину b = 30 мкм.

Из рис. 5 следует, что вблизи границ пластин, на которых находятся титан-диффузионные волноводы, значения ТГц поля близки к максимальным. Таким образом, в рассматриваемой щелевой симметричной структуре достигается концентрация светового поля, позволяющая увеличить эффективность преобразования η оптических волн накачки в излучение ТГц диапазона.

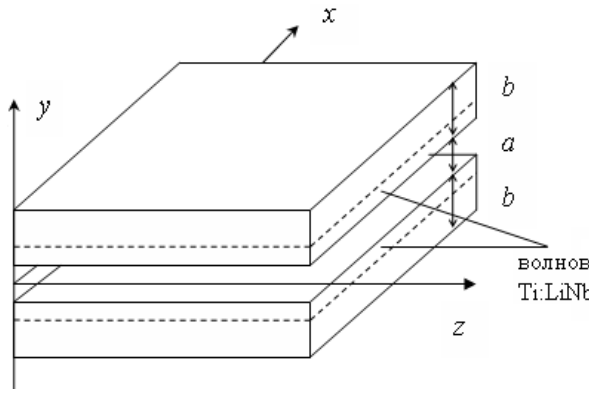


Рис.4. Симметричная щелевая волноводная структура для излучения ТГц диапазона, состоящая из двух пластин ниобата лития, содержащих оптические волноводы Ti:$LiNbO_3$

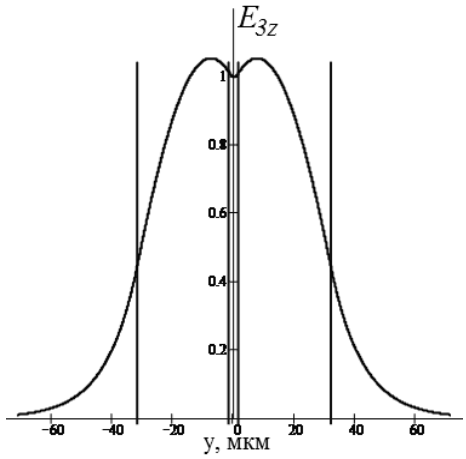


Рис.5. Распределение электромагнитного поля для моды TE_0, возбуждаемой на частоте 1 ТГц в щелевой симметричной структуре (рис. 4) с пластинами из ниобата лития Y-среза, с толщиной b = 30 мкм, разделенными воздушным зазором a = 3 мкм. Вертикальные линии соответствуют границам пластин ниобата лития

Оптические волноводы, которые могут быть сформированы диффузией титана в обоих, или в одной из пластин, не оказывают существенного влияния на распространение излучение ТГц диапазона. Использование известного волнового уравнения позволило нам получить дисперсионное уравнение для четных и нечетных ТЕ мод, а также поперечное распределение светового поля для четных ТЕ мод в рассматриваемой структуре.

Эффективность преобразования в излучение ТГЦ диапазона в волноводных структурах определяется интегралом перекрытия полей взаимодействующих волноводных мод и выполнением условий синхронизма.

Нами получены соотношения для расчета эффективности нелинейного преобразования $\eta = P_{THz}/(P_1 P_2)$, соответствующие одномодовому возбуждению оптических и ТГЦ волноводов, обеспечивающему взаимодействие двух волн оптического диапазона (с мощностями P_1 и P_2) в рассматриваемой структуре. Расчеты показали, что для структуры с пластинами, имеющими толщину 30 мкм, эффективность составляет 1.20×10^{-9} Вт$^{-1}$, а при уменьшении толщины пластин до 15 мкм она увеличивается до значения $\eta = 3.11\times10^{-9}$ Вт$^{-1}$. Ширина световых пучков принималась равной 100 мкм, при длине взаимодействия 10 мм.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, показано, что использование легирования цинком вместо титана для создания волноводов на ниобате лития приводит к снижению фоторефрактивных свойств волноводных элементов. Приведены результаты исследований ПДС, созданных электронным пучком в подложках *X*- и *Y*-срезов ниобата лития. Проведен теоретический анализ и оценена эффективность генерации волн терагерцевого диапазона при нелинейном преобразовании света на планарных ПДС в симметричной щелевой волноводной структуре, состоящей из двух пластин Ti:$LiNbO_3$.

Авторы благодарят Л.С. Коханчик за изготовление ПДС, С.А. Кузнецову за изготовление пленок оксида цинка на ниобате лития, а также С.М. Шандарова за постановку задачи и полезные консультации.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Houe M., Townsend P.D. An introduction to methods of periodic poling for second-harmonic generation // J. Phys. D: Appl. Phys, 1995, V.28, P. 1747–1763.

2. Myers L.I., Eckardt R.C., Fejer M.M., Byer R.L., Bosenberg W.R., Pierce J.W. Quasi-phase-matched optical parametric oscillators in bulk periodically-poled $LiNbO_3$ // J. Opt. Soc. Am. B, 1995, V.12, P. 2102–2116.

3. Kitaeva G.Kh. Terahertz generation by means of optical lasers // Laser Phys. Lett., 2008, V.5, P. 559-576.

4. Young W.M., Fejer M.M., Digonnet M.J.F. et al. Fabrication, characterization and index profile modeling of high-damage resistance Zn-diffused waveguides in congruent and MgO:Lithium niobate // J. Lightwave Technol. 1992,Vol.10, №9, P.1238-1246.

5. Huang W.H., Wang W.S. Gallium in-diffusion for the fabrication of lithium niobate optical waveguides // IEEE Phot. Technol. Lett., 2007, Vol.19, №20,P.1679-1681.

6. Сидоров Н.В., Волк Т.Р., Маврин Б.Н., Калинников В.Т.. Ниобат лития: дефекты, фоторефракция, колебательный спектр, поляритоны. М.: Наука, 2003, 255 с.

7. Анисимов Д.О., Бородин М.В., А.Ю. Печёнкин и др. Планарные оптические волноводы Zn:$LiNbO_3$ для интегральной и нелинейной оптики // Доклады ТУСУР, 2010, №2(22), Ч.2, С.58-61.

РЕШЕТКИ ВИХРЕЙ В ШИРОКОАПЕРТУРНЫХ ЛАЗЕРАХ

А.А. Кренц[1], Д.А. Анчиков[2]

[1]Самарский филиал Учреждения Российской академии наук Физического института им.П.Н. Лебедева РАН
[2]Самарский государственный аэрокосмический университет им. ак. С.П. Королёва (национальный исследовательский университет)
krenz86@mail.ru, swadimaz@mail.ru

АННОТАЦИЯ

Работа посвящена моделированию динамики широкоапертурного лазера с учетом поперечного распределения электромагнитного поля в резонаторе. Численно и аналитически получены решения в виде решетки вихрей. Показано, что решетка вихрей может быть как подвижной, так и неподвижной (вихри осциллируют подобно молекулам в кристаллической решетке). При значительном превышении уровня накачки над порогом решетка вихрей разрушается и наблюдается так называемый «хаотический газ вихрей», наблюдается оптическая турбулентность.

1. ВВЕДЕНИЕ

Оптические вихри и турбулентность – часто встречающиеся и в настоящее время активно исследующиеся явления в широкоапертурных лазерных системах. Особенно в лазерах с накачкой далекой от порогового значения. Данная работа посвящена механизму образования решеток вихрей в широкоапертурных лазерных системах. Решеткой вихрей мы называем упорядоченную двумерную структуру – «матрицу» состоящую из оптических вихрей, имеющих попарно противоположные топологические заряды. Такая структура напоминает двумерный кристалл, с квадратной решеткой. Целью работы является аналитическое и численное исследование таких структур, выявление закономерностей в их появлении и разрушении.

Актуальность работы обусловлена в первую очередь значительным количеством современных экспериментальных результатов, в которых описываются подвижные и неподвижные решетки оптических вихрей в поперечном сечении выходного пучка широкоапертурного лазера. Важно, что наблюдаемые структуры в разных типах лазеров поразительно похожи, несмотря на различие между физическими процессами, участвующими в излучении света. В [1] экспериментально показано, что в твердотельном

лазере на кристалле Nd:YVO_4 с большим числом Френеля (Fr~150) наблюдается переход от простых мод Гаусса-Лагера к решетке оптических вихрей и турбулентности при варьировании добротности резонатора. В [2] экспериментально наблюдается переход к пространственно-временному хаосу в поверхностно-излучающем лазере с вертикальным резонатором при варьировании тока накачки. При токах накачки близких к пороговому значению, поперечная структура выходного пучка представляет собой моды Гаусса-Лагера. С ростом тока накачки наблюдаются решетки вихрей. При значительном превышении порогового значения решетка вихрей становится неустойчивой, и лазер переходит в режим пространственно-временного хаоса. Решетки вихрей также наблюдаются в CO_2 лазерах [3].

2. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

Лазер, работающий на одной продольной моде плоскопараллельного резонатора и имеющий однородно уширенную линию описывается системой уравнений Максвелла-Блоха [4]:

$$\begin{cases} \dfrac{\partial E}{\partial t} = ia\Delta_\perp E + \sigma\left(P - E\right), \\ \dfrac{\partial P}{\partial t} = -\left(1 + i\delta\right)P + DE, \\ \dfrac{\partial D}{\partial t} = -\gamma\left[D - r + \dfrac{1}{2}\left(E^* P + EP^*\right)\right]. \end{cases} \qquad (1)$$

E, P, D – безразмерные огибающие электрического поля, поляризуемости и инверсии населенности соответственно. $\gamma = \gamma_{II}/\gamma_\perp$ и $\sigma = k/\gamma_\perp$, где $\gamma_\perp$ и γ_{II} скорости релаксации поляризуемости и инверсии населенности соответственно, а k – потери резонатора. $\delta = \left(\omega_{21} - \omega\right)/\gamma_\perp$ – расстройка между центром линии усиления и частотой генерации, обезразмеренная на ширину линии. $\Delta_\perp$ – двумерный Лапласиан, $a = c^2/(2\omega\gamma_\perp d^2)$ –- дифракционный параметр, где d – ширина апертуры, r – накачка, нормированная на пороговое значение.

Для численного решения нелинейной системы уравнений Максвелла-Блоха в частных производных разработана компьютерная программа. В программе реализуется неявная конечно-разностная схема типа Кранка-Николсона. Используются периодические граничные условия. В качестве начальных условий – случайное распределение поля. Выберем параметры

системы уравнений (1): $\gamma = 0.1$, $\sigma = 1$, $\delta = 1$, $a = 0.4$ такие параметры соответствуют широкоапертурным лазерам класса В. Варьировать будем параметр накачки r, при этом следует иметь ввиду, что $r = 1$ соответствует порогу генерации. При накачке близкой к пороговому значению численно получено устойчивое решение в виде поперечной моды плоскопараллельного резонатора с квадратными зеркалами (рисунок 1).

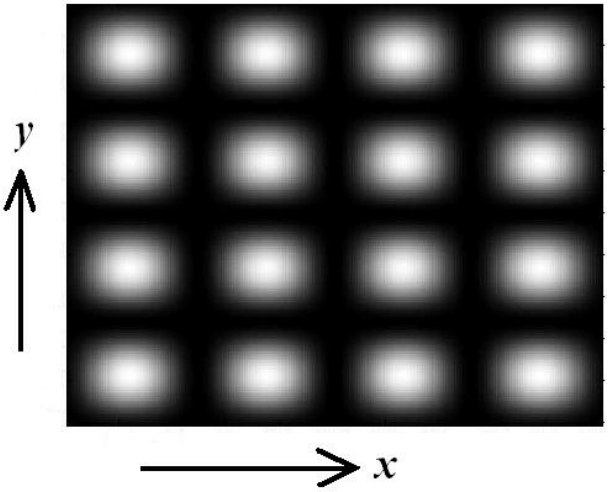
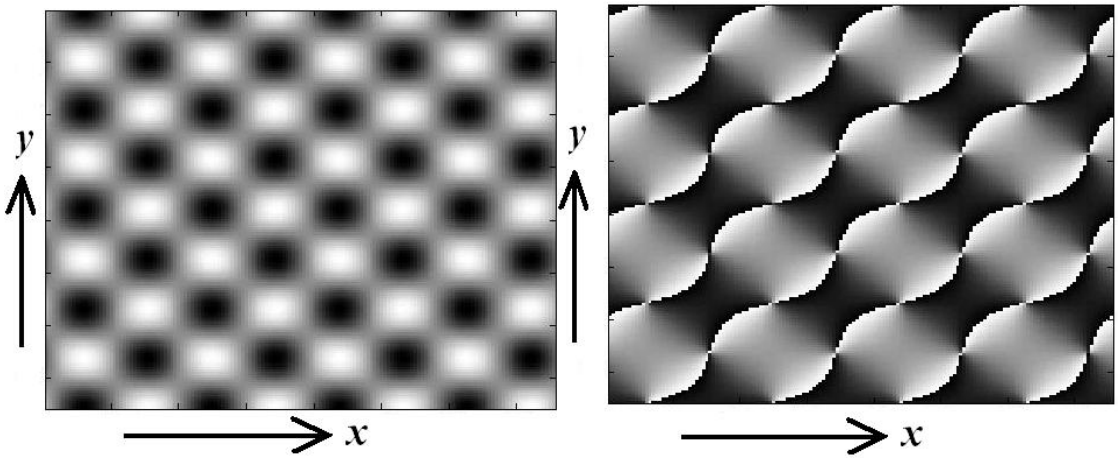


Рис. 1. Мода пустого резонатора при $r = 1.02$

При увеличении параметра накачки наблюдается переход от моды пустого резонатора к стационарному распределению интенсивности в виде устойчивой решетки вихрей (рисунок 2а). По динамике фазы хорошо видно, что соседние вихри (темные пятна на рисунке 2а) имеют противоположные топологические заряды, т.е. вращаются в разных направлениях. На рисунке 2б показано распределение фазы в фиксированный момент времени, хорошо видны центры вращения.



а б

Рис. 2. а – стационарная решетка вихрей б – мгновенное распределение фазы при $r = 1.1$

Дальнейшее увеличение накачки ведет к неустойчивости решетки вихрей. Вихри в узлах решетки начинают осциллировать, подобно молекулам в решетке кристалла. Центр каждого вихря начинает двигаться по траектории близкой к окружности, причем соседние вихри обходят такие окружности в противоположных направлениях (рисунок 3).

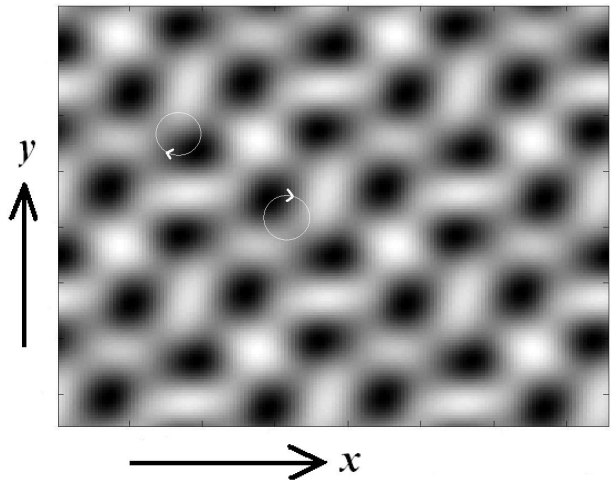
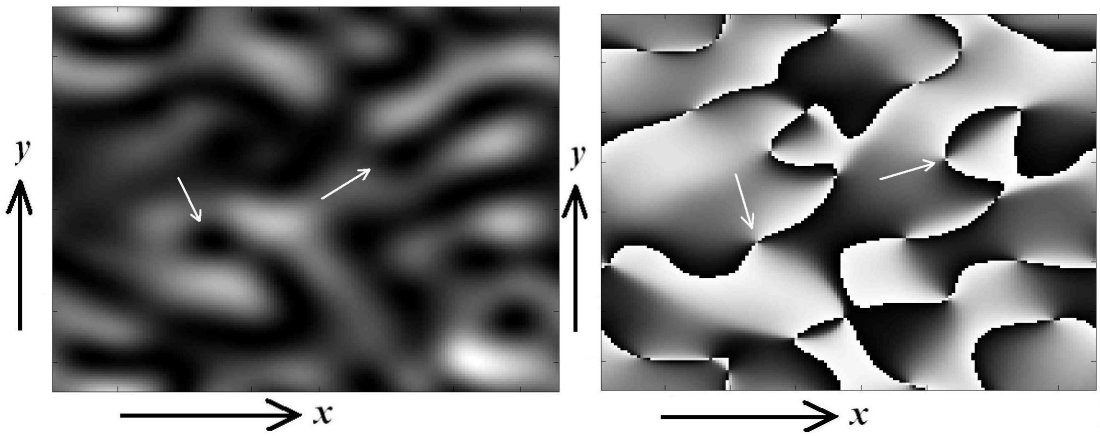


Рис. 3. Нестационарная решетка вихрей при $r = 2.5$

При значительных превышениях накачки над порогом решетка вихрей «плавится», траектории центров вихрей становятся случайными, наблюдается хаотический газ вихрей. Система переходит в режим динамического хаоса или, другими словами, к оптической турбулентности (рисунок 4а). Вихри можно различить, только имея информацию о фазе (рисунок 4б).



а б

Рис. 4. а – оптическая турбулентность б – мгновенное распределение фазы при $r = 5$

3. РЕШЕТКА ВИХРЕЙ, КАК РЕЗУЛЬТАТ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЧЕТЫРЕХ БЕГУЩИХ ВОЛН

Теоретически показано [5], что при положительной расстройке при накачке близкой к порогу для плоскопараллельного резонатора с бесконечной апертурой решением будет волна оптического поля, бегущая поперек апертуры, причем волновое число поперечной волны пропорционально корню из расстройки $k_{\perp} \sim \sqrt{\delta}$. На квадратной апертуре возможны четыре направления распространения волны. Поперечные моды пустого плоскопараллельного резонатора в двумерном случае являются суперпозицией четырех встречных волн оптического поля [6], которые интерферируя и дают периодическое распределение интенсивности в поперечном сечении (рисунок 1). Однако, такие структуры и называются модами пустого резонатора, потому что существуют лишь при накачках близких к порогу. При увеличении накачки растут амплитуды 4-х волн и соответственно роль нелинейности. В данной работе проведен анализ взаимодействия 4-х волн в случае слабой нелинейности и адиабатически исключенных из уравнений (1) поляризованности и инверсии населенности. Подстановкой $E(t,r) = \sum_{j=1}^{4} A_j(t) \exp(i\vec{k}_j \vec{r})$, пренебрегая высшими гармониками, получим систему обыкновенных дифференциальных уравнений для амплитуд 4-х волн:

$$\begin{cases} \dfrac{dA_1}{dt} = A_1 - A_1\left(|A_1| + 2|A_2| + 2|A_3| + 2|A_4|\right) - 2A_2A_4A_3^*, \\ \dfrac{dA_2}{dt} = A_2 - A_2\left(|A_2| + 2|A_1| + 2|A_3| + 2|A_4|\right) - 2A_1A_3A_4^*, \\ \dfrac{dA_3}{dt} = A_3 - A_3\left(|A_3| + 2|A_1| + 2|A_2| + 2|A_4|\right) - 2A_2A_4A_1^*, \\ \dfrac{dA_4}{dt} = A_4 - A_4\left(|A_4| + 2|A_1| + 2|A_2| + 2|A_3|\right) - 2A_1A_3A_2^*. \end{cases} \quad (2)$$

Система уравнений (2) имеет шесть особых точек. Первые четыре - конкуренцию выигрывает одна волна, амплитуды остальных – нулевые:

$$\left(|A_{1st}| = 1, A_{2st} = 0, A_{3st} = 0, A_{4st} = 0\right), \left(A_{1st} = 0, |A_{2st}| = 1, A_{3st} = 0, A_{4st} = 0\right),$$

$$\left(A_{1st} = 0, A_{2st} = 0, |A_{3st}| = 1, A_{4st} = 0\right), \left(A_{1st} = 0, A_{2st} = 0, A_{3st} = 0, |A_{4st}| = 1\right).$$

Линейный анализ показывает, что эти особые точки устойчивы, это означает что решение в виде одиночной волны бегущей поперек апертуры устойчиво. Какое именно из четырех направлений выиграет конкуренцию зависит от начальных условий. Пятая особая точка: $\left(\left|A_{1st}\right|=\left|A_{2st}\right|=\left|A_{3st}\right|=\left|A_{4st}\right|=1/3,\varphi_1=\varphi_2=\varphi_3=\varphi_4\right)$. Важно, что все четыре волны равны по амплитуде и находятся в одной фазе. Такая особая точка соответствует моде пустого резонатора. Линейный анализ системы (2) показал, что данная особая точка неустойчива по отношению к бесконечно малому возмущению. Это означает, что мода пустого плоскопараллельного резонатора оказывается неустойчивой. Шестая особая точка: $\left(\left|A_{1st}\right|=\left|A_{2st}\right|=\left|A_{3st}\right|=\left|A_{4st}\right|=\sqrt{1/5},(\varphi_1+\varphi_3)-(\varphi_2+\varphi_4)=\pi+2\pi n,n\subset Z\right)$. Как видно, важным оказывается соотношение между фазами волн. Эта особая точка соответствует стационарной решетке вихрей. Линейный анализ показывает, что исследуемая особая точка устойчива. Т.е. стационарная решетка вихрей – устойчивое по отношение к малым возмущениям решение системы (1).

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведен краткий обзор современных экспериментальных результатов, в которых описываются как подвижные, так и неподвижные решетки оптических вихрей, наблюдаемые в широкоапертурных лазерах. Численным решением системы лазерных уравнений (1) получены решения в виде стационарной решетки вихрей. Показано, что при увеличении накачки решетка вихрей становятся нестационарной – вихри начинают осциллировать подобно молекулам в узлах кристаллической решетки. При значительном превышении накачки над порогом решетка вихрей «плавится», наблюдается переход к пространственно временному хаосу – оптической турбулентности. Аналитически показано, что поперечная мода плоскопараллельного резонатора является неустойчивой структурой даже в приближении слабой нелинейности. В то же время решетка вихрей является устойчивой по отношению к малым возмущениям. В дальнейшем мы предполагаем изучить механизмы образования нестационарной решетки с осциллирующими вихрями. Также будет изучен механизм разрушения решетки и сценарий перехода к пространственно-временному хаосу.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Федеральной целевой программы «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009 - 2013 годы, ГК №14.740.11.0703, Аналитической целевой программы «Развитие научного потенциала высшей школы» (2009 - 2010 гг.).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Cabrera E., Calderon O.G., Melle S., Guerre J.M. Development of spatial turbulence fromboundary-controlled patterns in class-b lasers // Phys. Rev. A, 2006, V. 73, 053820.

2. Chen Y.F., Lan Y.P. Spontaneous transverse pattern formation in a microchip laser excited by a doughnut pump profile // Appl. Phys. B, 2002, V. 75, P. 453-456.

3. D'Alessandro G., Papoff F., Louvergneaux E., Glorieux P. Average patterns and coherent phenomena in wide aperture laser // Phys. Rev. E, 2004, V. 69, 066212.

4. Calderon O.G., Cabrera E., Anton M., Guerra J.M. Local-field effects in pattern formation in large-aspect-ratio lasers // Phys. Rev. A, 2003, V. 67, 043812

5. Jacobsen P.K., Moloney J.V., Newell A.C., Indik R. Space-time dynamics of wide-gain-section lasers// Phys. Rev. A, 1992, V. 45, №11, 8129.

6. Ананьев Ю.А. Оптические резонаторы и лазерные пучки, М.: Наука, 1990. 328с.

ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ И ФОСФОРЕСЦЕНЦИЯ НАНОЧАСТИЦ СУЛЬФИДА КАДМИЯ

Е.К. Волкова, В.И. Кочубей

Саратовский Государственный Университет им. Н.Г. Чернышевского
ekvolkova87@rambler.ru

АННОТАЦИЯ

Исследовано изменение спектров поглощения и люминесценции наночастиц CdS в зависимости от изменения окружения и типа стабилизирующей оболочки. Для исследованных наночастиц наблюдается ряд полос, наличие и интенсивность которых зависит от состояния окружения. Сделан вывод о том, что изменения происходят вследствие взаимодействия поверхностных дефектов с окружением.

1. ВВЕДЕНИЕ:

Хорошо известно, что метод и условия синтеза наночастиц оказывают большое влияние, как на размеры частиц, так и на их свойства. В идеальном случае методы синтеза должны приводить к получению кристаллических наночастиц с высокой чистотой, узким распределением по размерам и с заданной морфологией поверхности, и высокой стабильностью. Уникальные свойства этих материалов, возможности управления шириной запрещенной зоны и перестройки длины волны люминесценции делают их применение весьма перспективным.

Следует отметить, что люминесцентные свойства наночастиц сильно зависят от состояния их поверхности. Это связано, в первую очередь, с тем, что интенсивность люминесценции полупроводниковых наночастиц обусловлена процессами передачи энергии возбуждения центру люминесценции. При этом возможен также процесс диссипации данной энергии с поверхности наночастицы в окружающую среду [1]. Ввиду того, что для наночастиц характерно наличие развитой поверхности, т.е. высокое значение отношения площади к объему, данный процесс имеет большую вероятность. В результате происходит тушение люминесценции, вплоть до полного исчезновения, а также искажение ее спектральных характеристик. Для уменьшения этих эффектов стремятся стабилизировать состояние поверхности, а также покрывать поверхность наночастиц диэлектриком с

большей, чем у материала наночастиц, шириной запрещенной зоны [2]. Одна из важнейших особенностей таких структур – возможность разделения носителей заряда между материалами ядра и оболочки.

Таким образом, спектры поглощения, рассеяния, люминесценции наночастиц зависят от ряда факторов: состава наночастиц, их размеров и структуры, взаимодействия поверхности с окружением. Кроме того, значительное влияние оказывает взаимодействие частиц между собой. Взаимодействие полупроводниковых наночастиц может происходить путем электронного или резонансного переноса энергии. Следствием этого является красный сдвиг полосы фотолюминесценции, а также подавление фотолюминесценции.

На сегодняшний день известно много методов синтеза наночастиц, но возникает много проблем, связанных с реализацией методики создания воспроизводимых и стабильных во времени наноструктур. Для изучения влияния изменений состояния поверхности наночастиц на их оптические характеристики наночастиц, нами были исследованы спектры поглощения и люминесценции синтезированных нами наночастиц CdS и CdS/ZnS.

2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Наночастицы CdS синтезированы нами в мицеллах при комнатной температуре. Преимущество синтеза наночастиц в обратных мицеллах заключается в том, что оболочка мицеллы создает определенные ограничения для роста наночастиц, позволяя получать частицы малых размеров [3]. Варьируя количество ПАВ можно контролировать размер мицелл, а значит и размер наночастиц.

Синтез проводился по следующей реакции:

$$CdCl_2 + Na_2S \rightarrow CdS + 2NaCl$$

Для этого рассчитанные объемы растворов хлорида кадмия ($CdCl_2$) и сульфида натрия (Na_2S) в воде с добавлением поверхностно-активного вещества - додецилсульфата натрия, подвергались воздействию ультразвукового излучения и затем, смешивались. Время синтеза при непрерывном воздействии ультразвука составляло 30 минут. При синтезе сохранялась стехиометрии состава. Концентрация додецилсульфата натрия превышала критическую концентрацию мицеллообразования.

В качестве диэлектрика оболочки нами был выбран ZnS. Ширина запрещенной зоны CdS 2,42 эВ, у ZnS. 3,56 эВ, поэтому наночастицы CdS/ZnS обладают хорошей люминесценцией [2].

Для получения полупроводниковых наночастиц CdS/ZnS в образец, с синтезированными по описанному выше методу, наночастицами CdS (при условии, что сульфид натрия (Na_2S) находится в избытке), не прекращая воздействие ультразвука, малыми дозами вводили хлорид цинка ($ZnCl_2$).

Наночастицы центрифугировались при 2000 об/мин и промывались дистиллированной водой с последующим центрифугированием.

Для уменьшения тушения фотолюминесценции наночастиц CdS/ZnS водой [1], поверхность наночастиц покрывали также молекулярным слоем из полиэтиленгликоля. Для этого в 200 мкл образца с наночастицами CdS/ZnS, добавляли 20 мкл водного раствора полиэтиленгликоля.

Для изучения формы наноразмерных частиц применялся атомно-силовой микроскоп Solver P47 (АСМ). Наночастицы наносились на поверхность подложки и высушивались без фиксации.

Изучение динамики синтеза частиц и их спектральных характеристик свойств проводилось по спектрам пропускания взвешенных в воде, а также диффузного отражения осажденных и высушенных наночастиц при помощи спектрофотометра Lambda 950, Perkin Elmer, с использованием интегрирующей сферы. Спектры люминесценции и возбуждения получали при помощи спектрофлуориметра LS55, Perkin Elmer.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

При изучении поверхности образца CdS/ ZnS при помощи АСМ, на снимках наблюдаются наночастицы, размер которых порядка 38-55 нм (рис.1). Такие размеры характерны для самоосаждающихся в воде крупных наночастиц, в то время как взвешенные в воде частицы имеют, по спектральным данным, значительно меньший размер. Анализ изображений показывает, что наночастицы имеют сферическую форму.

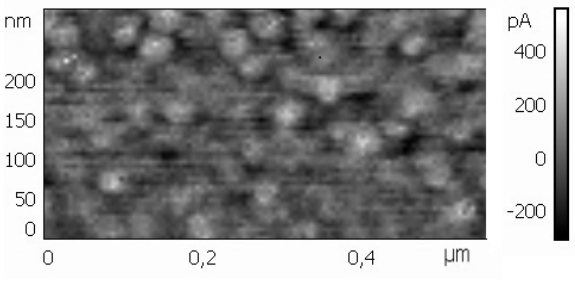


Рис.1. АМС-изображения наночастиц CdS/ZnS

На рисунке 2 показаны спектры диффузного пропускания взвешенных и отражения осажденных наночастиц.

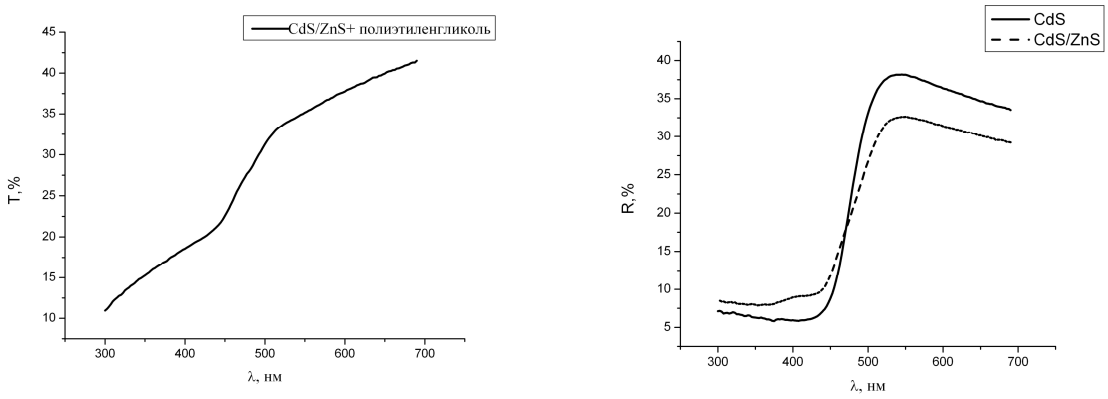


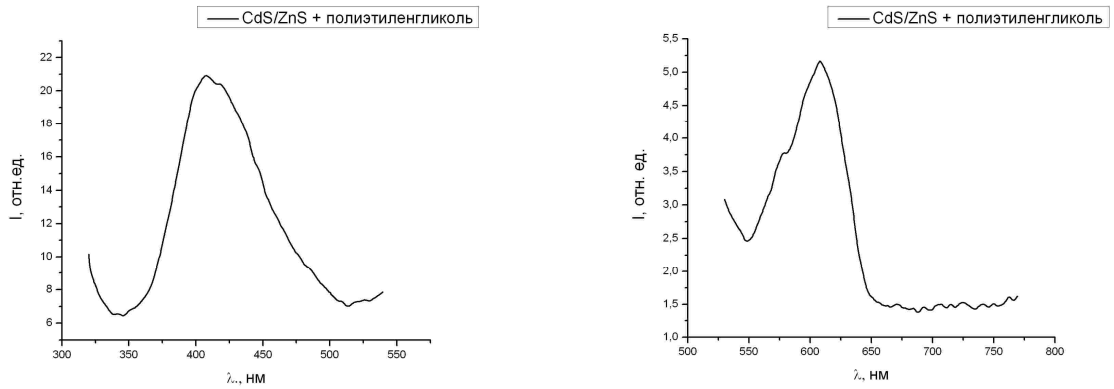
Рис.2. Спектры диффузного пропускания и отражения.

Из спектров поглощения следует, что положение края поглощения смещается в коротковолновую область относительно положения для спектров образца с наночастицами CdS на 10 нм для образца CdS/ZnS и на 18 нм для образца CdS/ZnS, покрытых слоем полиэтиленгликоля (рис.2). Появление малоинтенсивного края поглощения в области 400 нм, для образцов с наночастицами CdS/ZnS, свидетельствует о том, что наночастицы покрыты тонким слоем ZnS. В соответствии с [4], это свидетельствует о том, что размер наночастиц в этом ряду слабо уменьшается и находится в диапазоне 6-10нм.

В ходе экспериментов обнаружено, что наночастицы CdS и CdS/ZnS, взвешенные в воде, не люминесцируют. Поэтому они наносились на поверхность подложки и высушивались без фиксации. Наночастицы CdS/ZnS, покрытые слоем полиэтиленгликоля, не высушивались, в виду сложности удаления воды при наличии полиэтиленгликоля.

У образца с взвешенными в воде наночастицами CdS/ZnS, покрытыми слоем полиэтиленгликоля, наблюдается две полосы люминесценции: с максимумами на 410 и 608 нм (рис. 3). Пропиленгликоль в данных областях не люминесцирует.

На рисунке 4 показаны спектры люминесценции высушенных наночастиц CdS и CdS/ZnS. В спектрах наблюдается две изолированных полосы: с максимумом на 519 нм при возбуждении в области 375 нм; и с максимумом на 650 нм при возбуждении в области 475 нм.



а) б)

Рис. 3. Спектры люминесценции наночастиц CdS/ZnS, покрытых слоем полиэтиленгликоля при возбуждении в области: а) 297 нм, б) 430 нм

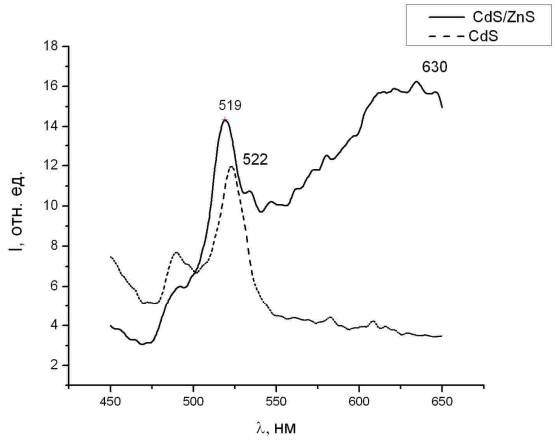


Рис. 4. Спектр люминесценции наночастиц CdS и CdS/ZnS

В спектрах люминесценции образца с наночастицами CdS полосы с максимумом на 650 нм не наблюдается. Можно сделать вывод, что появление полосы с максимумом на 650 нм обусловлено покрытием наночастиц CdS оболочкой ZnS.

Для сухих образцов с наночастицами CdS/ZnS наблюдается фосфоресценция. Фосфоресценция наблюдалась и для синтезированных нами наночастиц ZnS (рис.5). При этом спектры фосфоресценции практически совпадают. Незначительные различия могут быть обусловлены разницей размеров наночастиц. Наночастицы, взвешенные в воде, не фосфоресцируют.

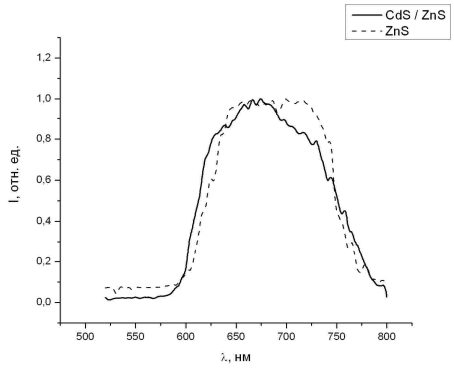


Рис. 5. Спектр фосфоресценции наночастиц ZbS и CdS/ZnS

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, из полученных данных следует, что в исследованных нестабилизированных наночастицах CdS наблюдается только полоса в области 519 нм, обусловленная примесно-вакансионными диполями [5]. Взаимодействие с водой данную люминесценцию тушит вследствие того, что молекулы воды конкурируют за координационные позиции при поверхностных координационно-ненасыщенных атомах CdS (II), создавая дополнительные центры безызлучательной рекомбинации. [6]. Стабилизация наночастиц пропиленгликолем также уничтожает данную люминесценцию, однако возникают две полосы в области 410 и 608 нм. Однако первую полосу необходимо отнести к люминесценции ZnS, т.к., согласно спектрам поглощения, эта полоса лежит в области больших энергий относительно края поглощения CdS, но в области меньших относительно края ZnS. Полосу в области 600 нм обычно связывают с вакансионными комплексами, в состав которых входят межузельные атомы кадмия [5]. Эта же полоса, но смещенная в длинноволновую область вследствие изменения окружения и взаимодействия наночастиц между собой, наблюдается в высушенных образцах CdS/ZnS. Следовательно, уменьшение потерь энергии возбуждения наночастиц в окружающую среду приводит к возникновению люминесценции в низкоэнергетической области спектра. Часть энергии теряется на возбуждение люминесценции ZnS в наночастицах CdS/пропиленгликоль и фосфоресценции ZnS в наночастицах CdS/ZnS.

Следовательно, управление длиной волны люминесценции наночастиц CdS возможно не только варьированием их размеров, но и изменением типа стабилизирующей оболочки.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гусев А.И. Нанокристаллические материалы: методы получения и свойства. Екатеринбург, 1998.

2. Ethayaraja M., Ravikumar C., Muthukumaran D., Dutta K., Bandyopadhyaya R. CdS ZnS Core Shell Nanoparticle Formation: Experiment, Mechanism, and Simulation // Department of Chemical Engineering, Indian Institute of Technology Kanpur, Kanpur, 2006, P. 208016.

3. Товстун С.А. О размере наночастиц, синтезируемых в обратныхмицелла // Труды 53-й научной конференции МФТИ «Современныепроблемы фундаментальных и прикладных наук», Часть 4. – М.–Долгопрудный: МФТИ, 2010.

4. Wang J., Herron N. Nanometer-Sized Semiconductor Clusters: Materials Synthesis, Quantum Size Effects, and Photophysical Properties // J. Phys. Chem., 1991, V. 95, P. 525 - 532.

5. Пивен Н.Г., Щербак Л.П., Фейчук П.И., Калитчук С.М., Крылюк С.Г., Корбутяк Д.В. Термостимулированные эффекты синтеза нанокристаллов сульфида кадмия // Конденсированные среды и межфазные границы, Т. 8, № 4, С. 315-319.

6. Раевская А.Е., Гродзюк Г.Я., Коржак А.В., Строюк А.Л., Кучмий С.Я.,Джаган В.М., Валах М.Я., Плюснин В.Ф., Гривин В.П., Мельник Н.Н., Заварицкая Т.Н., Кучеренко Т.Н., Пляшечник О.С. Получение и оптические свойства коллоидных квантовых точек CdSe и CdS_xCdSe_{1-x} стабилизированных полиэтиленимином // Теорет. экспериментальная химия, 2010, Т.46, С.397.

СОЗДАНИЕ МЕТОДИКИ ИЗМЕРЕНИЯ ШУМОВЫХ ХАРАКТЕРИСТИК И РАДИОМЕТРИЧЕСКОЙ ФУНКЦИИ ФОТО - И ВИДЕОКАМЕР

П.А. Черёмхин, В.В. Краснов

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»
holo@pico.mephi.ru

АННОТАЦИЯ

Разработана совокупность методов для комплексного измерения характеристик фото- и видеокамер различного назначения. Разработана методика получения зависимости временных шумов от величины сигнала камеры по результатам съёмки одной сцены. Создана установка для реализации разрабатываемой методики, с её помощью получены радиометрические функции и шумовые характеристики камер четырёх различных типов. Построен шумовой портрет фотосенсора камеры Canon EOS 400D.

1. ВВЕДЕНИЕ

Сейчас существуют различные типы фото- и видеокамер: начиная от самых простых (веб-камеры, камеры смартфонов, «мыльницы»), заканчивая профессиональной фото- и видеотехникой. Для научных измерительных камер и камер технического зрения шумовые характеристики и радиометрические функции измерены компаниями-изготовителями чрезвычайно точно (это является одним из факторов, приводящих к удорожанию данного класса камер). В то же время шумы и радиометрические функции «мыльниц», бытовых камер и даже полупрофессиональной фототехники чрезвычайно редко предоставляются производителями. Подобная информация необходима не только для корректировки снимков и их обесшумливания, но и для задач оценки возможностей использования различных фото- и видеокамер в оптико-цифровых системах отображения и обработки информации, а также, например, в задачах кодирования и распознавания информации или для записи цифровых голограмм [1-2]. Исследование же характеристик камер является весьма дорогостоящим и трудоёмким процессом. Даже с появлением единого стандарта по измерению, расчёту и представлению характеристик различных камер, а также используемых в

них матриц (стандарт, известный как EMVA-1288 [3]) ситуация в данной области слабо изменилась.

Таким образом, целью данного исследования являлась разработка совокупности методов и реализующих их программ, позволяющих оперативно и на доступном оборудовании измерять характеристики фото- и видеокамер различного назначения: от веб- и бытовых камер до научных измерительных камер и вырабатывать общие рекомендации по их использованию.

2. СХЕМА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ

Для проведения экспериментов по измерению основных параметров фото- и видеокамер была создана экспериментальная установка, схема которой представлена на рис. 1.

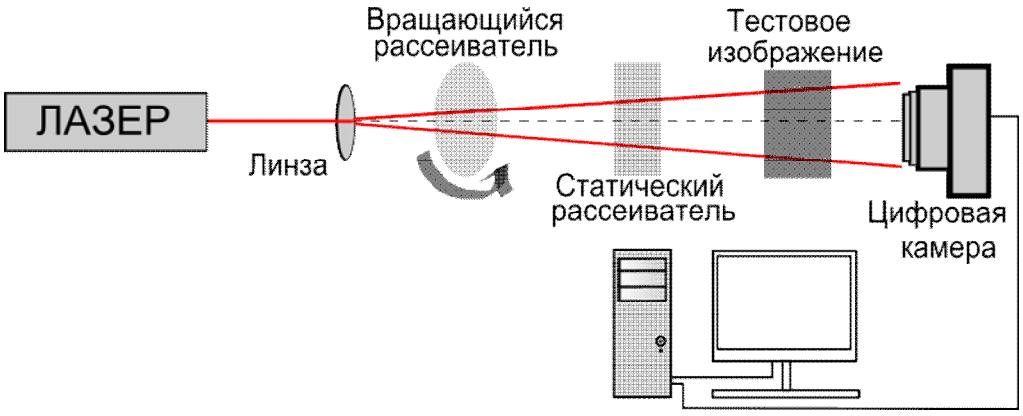


Рис. 1. Установка для измерения характеристик фото- и видеокамер

Источником излучения в данной установке является лазер (возможны и другие варианты: например, достаточно яркий светодиод или ртутная лампа). Затем линза расширяет пучок. Вращающийся рассеиватель (необходим, если источником излучения является лазер) разрушает пространственную когерентность, чтобы не образовывалась интерференционная картина на матрице камеры. Матовый рассеиватель создаёт равномерное освещение сцены. Сцена с набором оттенков серого (тестовое изображение) необходима для оценки шумов разных уровней светового сигнала. Исследуемая фото- или видеокамера служит для регистрации изображений. Управление камерой производится с помощью компьютера, либо, если это невозможно, вручную.

Данная установка позволяет измерить временные и пространственные шумы, радиометрические функции фото- и видеокамер любого класса. С её помощью исследовались характеристики камер четырёх типов: бытовой

цифровой камеры Canon EOS 400D, научной измерительной камеры MegaPlus II ES11000, камеры технического зрения PixeLink PL-B781F и камеры видеонаблюдения с аналоговым выходом Watec LCL-902C.

3. ИЗМЕРЕНИЕ ВРЕМЕННЫХ ШУМОВ

Разработанная методика позволяет найти временные шумы камеры по результатам съёмки одной сцены. Обычно количество сцен, используемых для нахождения временных шумов камеры, определяется разрядностью используемой камеры, достигает нескольких сотен (256 сцен для камеры с разрядностью в 8 бит) и сводится к выбору определенных уровней сигнала и соответствующих им среднеквадратических отклонений (СКО) при съёмке сцен с все большим временем экспозиции.

Для применения разработанной методики создается сцена, регистрируемое изображение которой на сенсоре имеет диапазон освещенности, превышающий динамический диапазон сенсора (т.е. с присутствием как минимальных значений сигнала, так и максимальных). Далее регистрируется N кадров (N=2÷512) с использованием полученной сцены. Зарегистрированные кадры усредняются в массив 1, а СКО между сигналами в каждом из кадров фиксируется массивом 2. Далее из массива 1 выбираются определенные значения сигнала и из массива 2 – соответствующие им значения СКО как оценки временных шумов для каждого уровня сигнала на камере. На рис. 2 представлены экспериментальная зависимость временных шумов камер Canon EOS 400D, Watec LCL-902C, PixeLink PL-B781F и MegaPlus II ES11000 от уровня сигнала и расчётная корневая зависимость. Эта расчётная зависимость была получена исходя из того, что фотоны падают на поверхность фотоприёмника по распределению Пуассона. Используя полученные зависимости можно получить константу пересчёта числа электронов в цифровой сигнал, а по ней – число электронов в яме фотоприёмника при максимальном сигнале: 32000 эл. (Canon EOS 400D), 7600 эл. (Watec LCL-902C), 11000 эл. (PixeLink PL-B781F) и 49000 эл. (MegaPlus II ES11000).

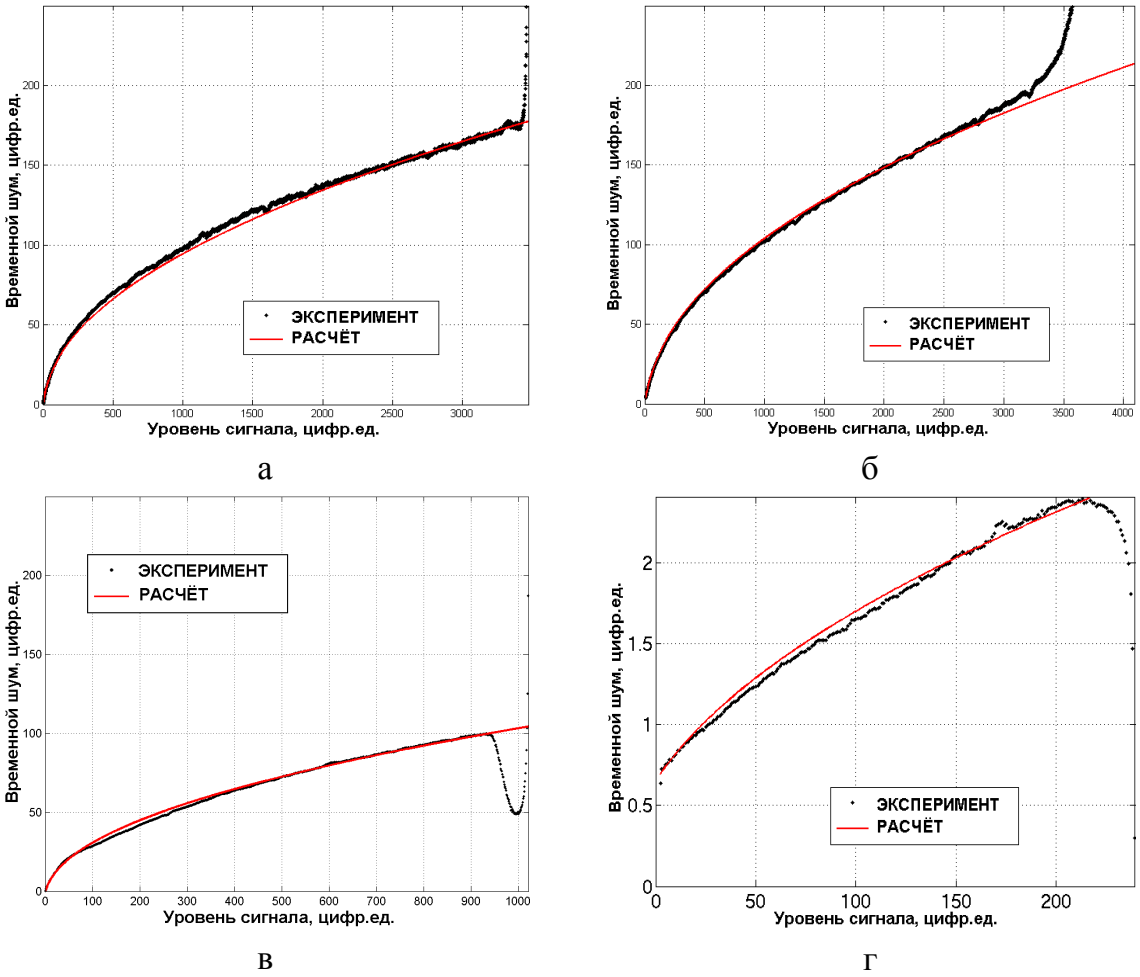


Рис. 2. Экспериментальная и расчётная зависимости временных шумов от сигнала камер Canon EOS 400D (а), MegaPlus II ES11000 (б), PixeLink PL-B781F (в) и Watec LCL-902C (г)

4. ИЗМЕРЕНИЕ РАДИОМЕТРИЧЕСКОЙ ФУНКЦИИ И ДРУГИХ ХАРАКТЕРИСТИК ФОТО- И ВИДЕОКАМЕР

Для исследовавшихся камер получены радиометрические функции (зависимости уровней сигнала от величин экспозиции) (рис. 3), определены границы линейных участков полученных радиометрических кривых. Измерены величины полного динамического диапазона, которые составили: для камеры Canon EOS 400D - 67±1 дБ, для камеры PixeLink PL-B781F – 59±5 дБ и для камеры MegaPlus II ES11000 – 66±2 дБ. Были экспериментально оценены значения линейного динамического диапазона, которые составили: для камеры Canon EOS 400D – 66±1 дБ, для камеры PixeLink PL-B781F – 56±5 дБ и для камеры MegaPlus II ES11000 – 65±2 дБ.

Измерены временные и пространственные, как темновые, так и световые шумы указанных камер, а также уровни чёрного. По результатам ана-

лиза шумовых характеристик были получены значения максимальных полных (т.е. с учётом пространственных и временных) отношений сигнал/шум для исследовавшихся камер. Например, для однократных экспозиций получены следующие значения: 90 (Canon EOS 400D), 50 (Watec LCL-902C), 60 (PixeLink PL-B781F) и 100 (MegaPlus II ES11000).

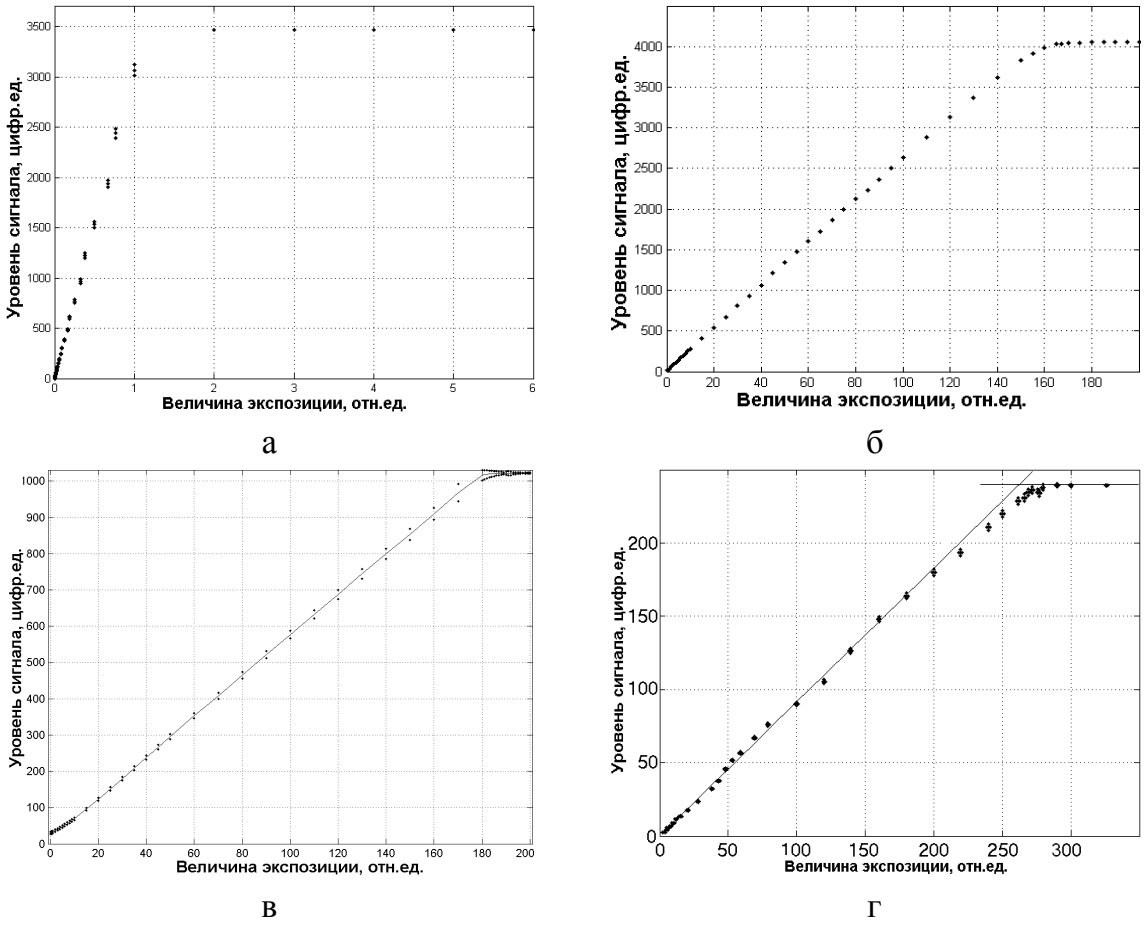


Рис. 3. Графики зависимостей уровней сигнала от величин экспозиции камер (радиометрические функции) Canon EOS 400D (а), MegaPlus II ES11000 (б), PixeLink PL-B781F (в) и Watec LCL-902C (г)

5. СОЗДАНИЕ ШУМОВОГО ПОРТРЕТА СЕНСОРов ФОТО- И ВИДЕОКАМЕР

Основной элемент любой камеры – это её фотосенсор, состоящий из пикселей, количество которых даже в «мыльницах» уже исчисляется десятками миллионов. В спецификациях приводятся характеристики пикселей: размеры, квантовая эффективность. Однако это усреднённые величины, и в силу несовершенства технологий производства они немного варьируются. Поэтому любой фотосенсор имеет присущий только ему так называемый «шумовой портрет», показывающий отличие в величинах кванто-

вой эффективности пикселей (вариации уровней сигнала в пикселях, если на фотосенсор падает идеально однородное излучение). Зная шумовой портрет фотосенсора камеры можно определить, был ли сделан данный снимок на эту камеры, на камеру той же, другой марки; определить, был ли у снимка изменён масштаб, добавлен ли в него фрагмент и т.д. [4-5].

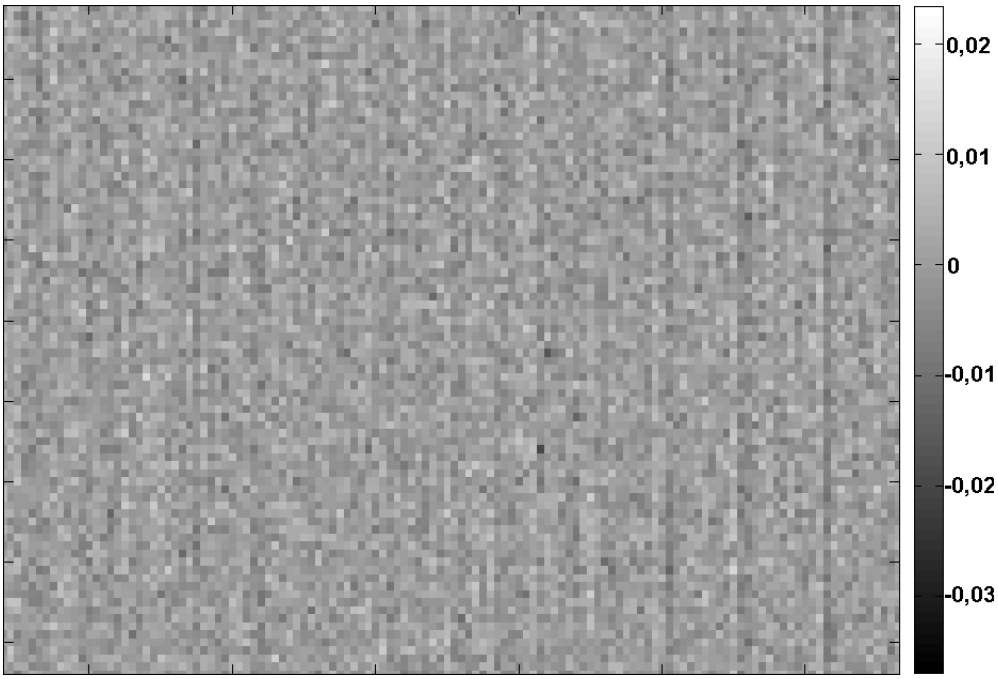


Рис. 4. Фрагмент шумового портрета синего канала камеры Canon EOS 400D. Светлые точки соответствуют пикселям, которые создают больше электронов, в то время как тёмные точки обозначают пиксели, которые генерируют меньше электронов

С использованием представленной установки (рис. 1) был получен шумовой портрет фотосенсора камеры Canon EOS 400D: матрица освещалась равномерным излучением, было снято по 400 изображений с одним временем экспозиции с открытой и закрытой крышкой. Из полученных снимков в формате RAW выделялись все четыре цветовые канала (матрица светофильтров Байера). Для каждого канала находился усреднённый снимок (для уменьшения влияния временных шумов) темновых кадров, вычитался уровень чёрного. Далее находился усреднённый снимок I (с учётом вычета уровня чёрного и усреднённого снимка темновых кадров, подгонки среднего уровня интенсивности всех снимков под один уровень) со световыми кадрами. Шумовой портрет K находился таким образом: $K = \frac{I - F(I)}{F(I)}$, где F – фильтр шумоподавления. На рис. 4 приведён фрагмент шумового портрета синего канала

камеры Canon EOS 400D, полученный при использовании медианного фильтра с окном размера 9×9 отсчётов.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, была разработана совокупность методов и реализующих их программ, обеспечивающая оперативное и удобное измерение всех основных характеристик цифровых и аналоговых камер.

Разработана методика измерения временных шумов камер по результатам съёмки одной сцены. Создана установка для реализации разрабатываемой методики, а также для измерения других видов шумов и радиометрической функции камер различного назначения. С помощью данной установки получены шумовые характеристики, радиометрические функции, величины динамических диапазонов, отношения сигнал/шум и другие характеристики камер 4 типов. Продемонстрирована методика нахождения шумового портрета фотосенсоров на примере камеры Canon EOS 400D с помощью предложенной установки.

Данная методика позволит объективно оценивать возможности и вырабатывать рекомендации по использованию различных фото- и видеокамер, в том числе нижнего ценового диапазона, в оптико-цифровых системах отображения и обработки информации.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Маныкин Э.А., Стариков С.Н., Родин В.Г., Черёмхин П.А., Краснов В.В. Исследование характеристик матричных фоторегистраторов для записи цифровых голограмм // Сборник трудов 7 Международной конференции «ГОЛОЭКСПО – 2010», Москва, 2010, С.306-310.

2. Kelly D., Pandey N., Hennelly B., Naughton T. Quantization noise: An additional constraint for the extended sampling theorem // Optical Society of America Technical Digest (CD), 2009, paper DWB12.

3. http://www.emva.org

4. Fridrich J. Digital Image Forensic Using Sensor Noise // IEEE Signal Processing Magazine, 2009, V.26, No.2, P.26-37.

5. Memon N., Dittmann J., Alattar A., Delp E. Efficient techniques for sensor fingerprint matching in large image and video databases // Proc. SPIE, 2010, V.7541, No.754109, P.1-7.

ЦЕПОЧНО-ОБРАЗНЫЙ ПУЧОК С СИНГУЛЯРНОСТЬЮ ВОЛНОВОГО ФРОНТА

И.И.Попков, Д.Ю.Черепко

Южно-Уральский государственный университет
Ivan_2000_p@mail.ru

АННОТАЦИЯ

Представлен простой метод получения цепочно-образного пучка с фазовой сингулярностью, основанный на дифракции пучка Бесселя первого порядка на зонной пластинке с двумя открытыми нечетными зонами Френеля. Продемонстрирована возможность управления распределением интенсивности в полученном цепочно-образном пучке при помощи параметров зонной пластинки (номер открытой зоны, фокусное расстояние, относительная освещенность открытых зон Френеля). Экспериментально и на основе численного моделирования исследованы свойства цепочно-образного пучка с сингулярностью волнового фронта. Получено хорошее соответствие между результатами компьютерного моделирования и экспериментальными результатами. Экспериментально доказано присутствие в пучке дислокации волнового фронта.

1. ВВЕДЕНИЕ

Развивающиеся нанотехнологии ставят задачу создания особых инструментов, позволяющих работать с микро- и наноразмерными объектами. Одним из наиболее перспективных инструментов для работы в области нанотехнологий является оптический пинцет, созданный на основе пучка Гаусса. Оптический пинцет позволяет удерживать и перемещать в пространстве микро- и наноразмерные объекты, захваченные в фокус лазерного луча. Сила, с которой свет действует на окружающие объекты, достаточно велика, чтобы захватывать, и контролируемо перемещать частицы размером от 10 нм до 10 мкм. Однако применение пучков Гаусса в лазерных пинцетах ограничивает количество частиц, которыми можно манипулировать, что ограничивает область их использования [1]. По этой причине усилился интерес к многофокусным пучкам, в частности, к цепочно-образным пучкам, которые получили свое название из-за картины распределения интенсивности

вдоль оси распространения и которые позволяют захватывать и управлять группой частиц при помощи одного пучка [2, 3, 4].

Расширение возможностей лазерного пинцета связано с использованием пучков с сингулярностью волнового фронта, которые позволяют не только захватывать объекты, но и вращать их [5-8]. Вращение объектов может быть использовано для определения микросвойств материалов, например, локальной вязкости среды, для создания наноструктурированных материалов.

Внесение фазовой дислокации в цепочно-образный пучок позволило бы захватывать несколько частиц одним пучком, а так же вращать их, существенно расширив область применения лазерных пинцетов .

В данной работе предлагается метод создания цепочно-образного пучка с фазовой сингулярностью. Проводится моделирование свойств пучка и экспериментальное исследование его свойств.

2.КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ЦЕПОЧНО-ОБРАЗНОГО ПУЧКА

Для генерации цепочно-образных пучков с дислокацией волнового фронта предлагается использовать дифракцию пучка Бесселя первого порядка на зонной пластинке с двумя открытыми нечетными зонами (рис.1). При моделировании использовалась зонная пластинка с открытыми первой и девятой зонами Френеля для длины волны излучения $\lambda = 632{,}8$ нм. Фокусное расстояние пластинки $F = 1{,}46$ м. Радиус m – той зоны Френеля:

$$R_m = \sqrt{mF\lambda}. \qquad (1)$$

Компьютерное моделирование проводилось в рамках параксиального приближения. Параболическое уравнение решалось спектральным методом, основанном на двухмерном преобразовании Фурье.

Было проведено моделирование влияния относительной освещенности зон Френеля при дифракции на зонной пластинке пучка Бесселя первого порядка с различным радиусом первого кольца. Размер первого кольца пучка Бесселя первого порядка относительно зонной пластинки представлен на рис.1.

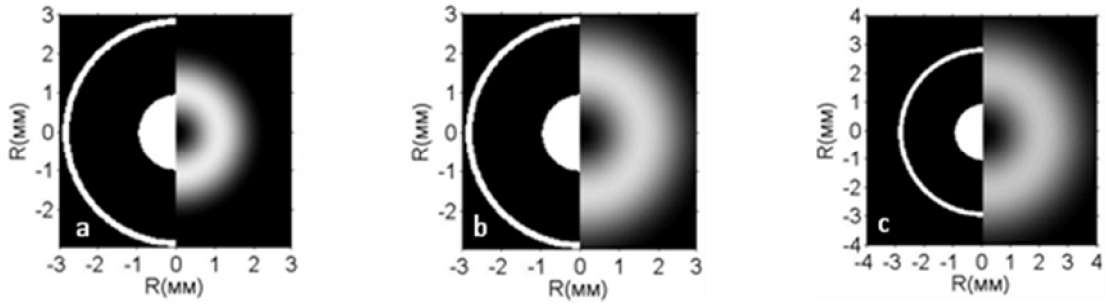


Рис 1. Размер первого кольца пучка Бесселя первого порядка относительно зонной пластины с открытой первой и девятой зоной. Отношение энергии, приходящейся на первую и девятую зону соответственно 1:0 (a), 2:1(b), 2:3(c).

Распределение продольной интенсивности цепочно-образного пучка с дислокацией волнового фронта для случая дифракции пучка Бесселя первого порядка с радиусом первого кольца $r_1 = 2,3$ мм представлено на рис.2a. На рис. 2b и 2c представлены продольные распределения интенсивности для случаев $r_1 = 3,45$ мм и $r_1 = 4,6$ мм.

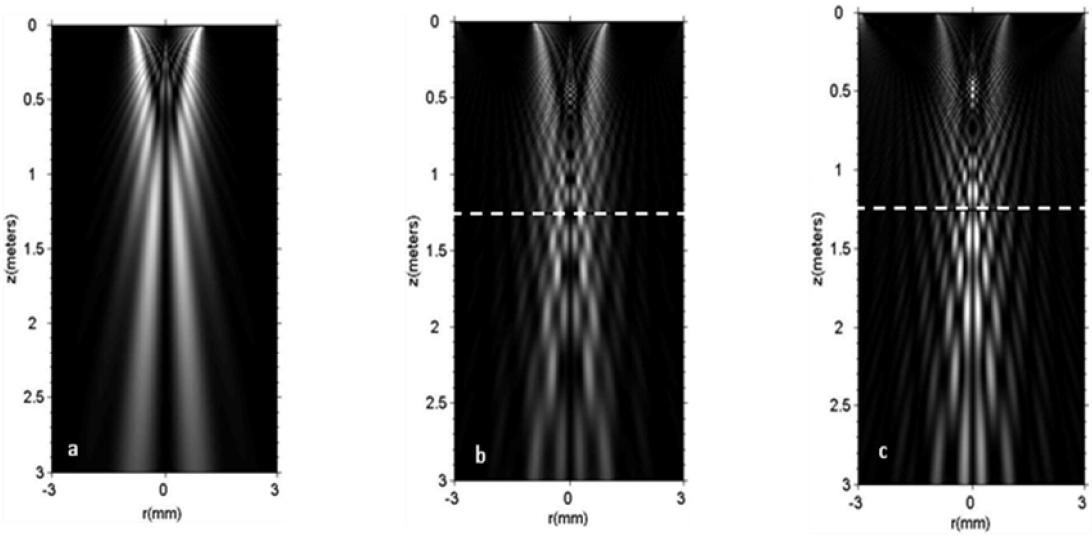


Рис 2. Распределение интенсивности цепочно-образного пучка с дислокацией волнового фронта a) $r_1 = 2,3$ b) $r_1 = 3,45$ мм и c) $r_1 = 4,6$ мм. Отношение энергии, приходящейся на первую и девятую зону 1:0 (a), 2:1(b), 2:5(c).

Из рис.2 следует, что при изменении радиуса первого кольца пучка Бесселя, дифрагирующего на зонной пластинке, изменяется контраст между темными и светлыми областями цепочно-образного пучка с дислокацией волнового фронта. Если свет не проходит через девятую зону Френеля, то картина дифракции подобна дифракции на отверстии, но в полученном

пучке находится дислокация. При увеличении радиуса первого кольца пучка Бесселя наблюдается возникновение световых капсул. Как показали расчеты, наиболее контрастным распределение интенсивности цепочно-образного пучка с дислокацией волнового фронта становится при равной освещенности зон Френеля.

Результаты моделирования использовались для генерации цепочно-образного пучка с фазовой сингулярностью с заданными параметрами.

3.ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ПОЛУЧЕНИЕ ЦЕПОЧНО-ОБРАЗНОГО ПУЧКА

Для генерации цепочно-образного пучка с фазовой дислокацией и исследования его свойств использовалась экспериментальная установка, схема которой представлена на рис.3.

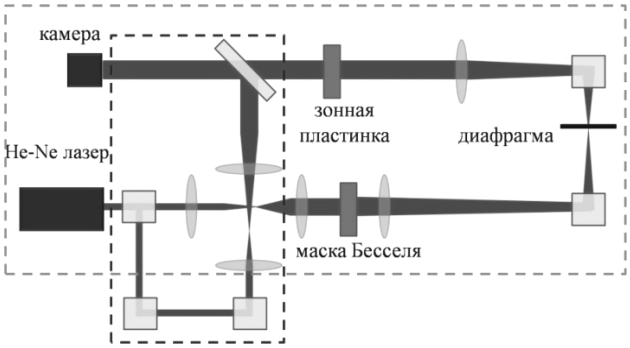


Рис 3. Экспериментальная установка для получения цепочно-образного пучка с дислокацией волнового фронта

Диаметр пучка He-Ne лазера при прохождении через телескопическую систему, состоящую из двух линз, увеличивался с 1 мм до 3 м. Коллимированный пучок освещал дифракционный элемент, преобразующий пучок Гаусса в пучки Бесселя различного порядка. Диафрагма вырезала пучка Бесселя первый порядка, диаметр которого, проходя через вторую телескопическую систему, увеличивался до 6 мм. Расширенный пучок освещал зонную пластинку с открытой первой и девятой зонами Френеля ($F = 1,46$ мм). Отношение энергии, приходящейся на первую и девятую зону Френеля, равнялось 1:7. Полученный цепочно-образный пучок с дислокацией волнового фронта регистрировался ПЗС камерой, которая могла перемещаться вдоль оси распространения пучка. Использовалась цветная телевизионная камера высокого разрешения с числом активных элементов 2592 x 1944 и размером одного пикселя 2,2 мкм, размер рабочей области равен

5.808 мм х 4.294 мм (VEC-545). Экспериментально получены 100 снимков с поперечным распределением интенсивности цепочно-образного пучка с дислокацией волнового фронта в диапазоне расстояний от 1 м до 2,01 м с шагом 0,01 м. Полученные экспериментальные данные позволили получить продольное распределение интенсивности цепочно-образного пучка с дислокацией волнового фронта (рис.4, слева). Для проведения качественного сравнения результатов эксперимента и компьютерного моделирования был рассчитан цепочно-образный пучок с параметрами модели, полностью соответствующими экспериментальным. Такими параметрами являлись длина волны излучения, размер и номера открытых зон на зонной пластине, фокус зонной пластины и относительная освещенность первой и девятой зоны дифракции (рис.4, справа).

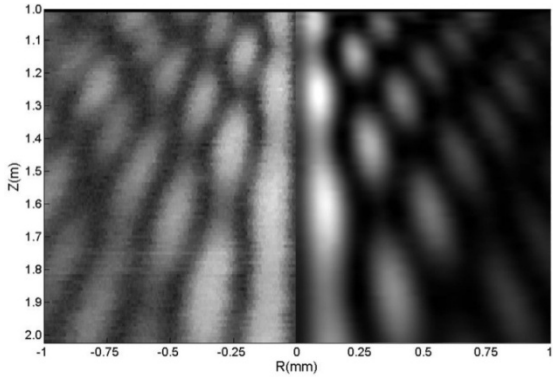


Рис 4. Теоретическое и экспериментальное распределение интенсивности цепочно-образного пучка с дислокацией волнового фронта полученного при дифракции на зонной пластине с открытой первой и девятой зоной, $F = 1,46$ мм, относительная освещенность первой и девятой зон равна 1:7.

Из рис. 4 видно, что результаты компьютерного моделирования очень хорошо совпадают с экспериментальными результатами. Темная область в центре пучка во всем исследуемом диапазоне расстояний распространения пучка свидетельствует о присутствии дислокации волнового фронта, а распределение интенсивности соответствует структуре цепочно-образного пучка.

Для доказательства присутствия дислокации в цепочно-образном пучке в установку были внесены дополнительные элементы, формирующие интерферометр, а именно, непосредственно после He-Ne лазера была установлена полупрозрачная пластина, которая делила лазерный пучок на два. Один из пучков преобразовывался в цепочно-образный пучок с дислокацией волнового фронта. Второй пучок, проходя коллимационную систему,

попадал на полупрозрачную пластину, которая освещалась цепочно-образным пучком с дислокацией волнового фронта. На полупрозрачной пластине наблюдалась интерференционная картина цепочно-образного пучка с дислокацией волнового фронта и пучка Гаусса (рис.6).



Рис 6. Интерференция цепочно-образного пучка с дислокацией волнового фронта с пучком Гаусса

На рис.6 представлена экспериментально полученная картина интерференции цепочно-образного пучка с дислокацией волнового фронта и пучка Гаусса. В интерференционной картине, имеющей вид полос, наблюдается «вилка», которая доказывает присутствие дислокации волнового фронта цепочно-образного пучка.

4.ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе компьютерного моделирования определены свойства цепочно-образного пучка с дислокацией волнового фронта, полученного при дифракции пучка Бесселя первого полрядка на зонной пластинке с двумя открытыми нечетными зонами Френеля. Пучок получен экспериментально и исследованы распределения интенсивности в поперечном и продольном сечении. Пучок имеет цепочно-образную структуру с темной областью вдоль оси распространения пучка. Получено хорошее соответствие между результатами расчета и экспериментальными результатами. Экспериментально доказано присутствие дислокации волнового фронта в исследуемом пучке.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ashkin A. Acceleration and trapping of particles by radiation pressure // Phys. Rev. Lett., 1970, V.24, No.4, P.156 – 159.

2. Calvo M.L., Rodrigo J.A., Alieva T. Generation of chain like beams // 20th Congress of the International Commission for Optics: Challenging Optics in science & Technology., 2005, P.1-7.

3. Kundikova N.D., Ryzhkova A.V., Alieva T., Calvo M.L., Rodrigo J.A. Experimental creation of chainlike beams and investigation of their structure // Optics and Spectroscopy, 2008, V.104, No.5, P.756-759.

4. Rodrigo J.A., Alieva T., Calvo M.L., Davis J.A. Diffraction by Cantor zone plates // Journal of Modern Optics, 2005, V.52, No.18, P.2771-2780.

5. Simpson N.B., Dholakia K., Allen L., Padgett M.J.. Mechanical equivalence of spin and orbital angular momentum of light: an optical spanner// Optics Letters, 1997, V.22, No.1, P.52-54.

6. Tao S.H., Lee W. M., Yuan X.-C. Dynamic optical manipulation with a higher-order fractional Bessel beam generated from a spatial light modulator // Optics Letters, 2003, V.28, No.20, P.1867-1869.

7. Kuga T., Torii Y., Shiokawa N., Hirano T., Shimizu Y., Sasada H. Novel Optical Trap of Atoms with a Doughnut Beam // Physical Review Letters, 1997, V.78, No.25, P.4713-4716.

8. Power W.L., Allen L., Babiker M., Lembessis V.E. Atomic motion in a light beams possessing orbital angular momentum // Physical Review A, 1995, V.52, No.1, P.479-488.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРИЧИНЫ НЕЛИНЕЙНОГО ПОВЕДЕНИЯ ИМПУЛЬСОВ ИЗЛУЧЕНИЯ ЭЛЕКТРОИОНИЗАЦИОННОГО СО-ЛАЗЕРА (СО-ЭИЛ)

Т.Э. Венцлавович, В.С. Казакевич

Самарский филиал учреждения Российской академии наук физического института им. П.Н.Лебедева
venclavovich@fian.smr.ru venclavovich@mail.ru

АННОТАЦИЯ

Впервые на основе закона Харста проведен анализ нелинейных эффектов в поведении импульсов излучения СО-ЭИЛ. Анализ показал, что среди большого ряда процессов, происходящих в колебательно-возбужденной системе молекул окиси углерода, существует некая причина, вносящая элемент непредсказуемости. Предлагается критерий правильности разрабатываемых математических моделей СО-лазера. А также проведен вейвлетный анализ и выявлено, что переход к хаосу в динамической системе СО-ЭИЛ происходит через удвоение периода.

1. ВВЕДЕНИЕ

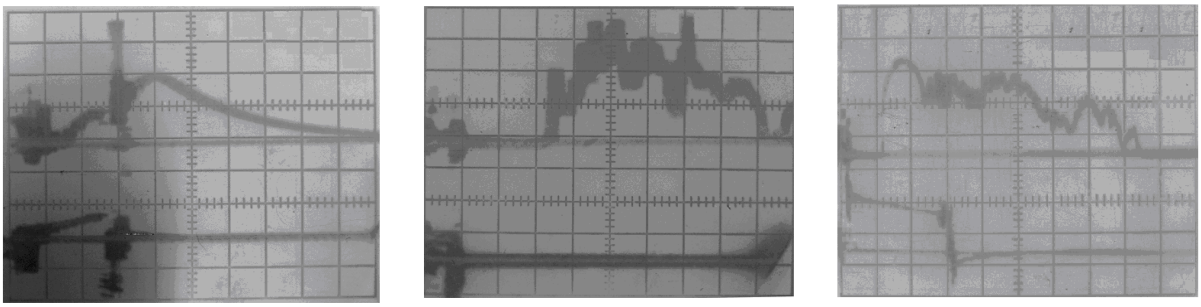
Известно, что среди электроразрядных лазеров электроионизационные СО-лазеры (СО-ЭИЛ) обладают наибольшей эффективностью. Это определяет постоянный интерес исследователей к данному типу лазеров. До настоящего времени исследование СО-ЭИЛ проводилось либо экспериментально [1], либо путем численного расчета при использовании существующей модели [2-4]. Однако наличие в этой модели большого количества взаимозависимых параметров молекулы СО делают такой расчет достаточно приближенным. На наш взгляд, создание модели можно ускорить, если при анализе экспериментальных результатов использовать вейвлет- и R/S анализ, а также математические методы нелинейной динамики, которые широко известны и используются во многих отраслях знаний (радиотехника, теория информации, метеорология, гидрология, медицина, финансы, астрономия и т.д. [5-8]) но до сих пор при анализе экспериментальных данных по СО-ЭИЛ не применялись.

2. ОПИСАНИЕ И РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

В экспериментах использовался [9] либо неселективный резонатор лазера, либо селективный резонатор, одним из элементов которого была отражательная дифракционная решетка. В ходе работы измерялись спектрально-временные и энергетические характеристики излучения СО-ЭИЛ.

В результате эксперимента были получены формы импульсов излучения для резонаторов различных типов и с различной рабочей смесью.

На рис. 1. приведены примеры зарегистрированных во время работы СО-лазера временных характеристик излучения.



смесь CO:N2 =1:9
Неселективный резонатор
7→6 (P=16)
Qвкл.=193.7 Дж/л×Амага
λ=1923.43 см-1

смесь CO:N2=1:9
Неселективный резонатор
8→7 (P=16)
Qвкл.=193.7 Дж/л×Амага
λ=1897.61см-1

смесь CO:N2 :He =1:9:10
Селективный резонатор
Диф.решётка
Qвкл.=193.72 Дж/л×Амага
λ=1907.11 см-1

Рис.1. Форма импульсов излучения СО-ЭИЛ для различных резонаторов и типов смесей, N= 0.5 Амага.

Представляет интерес получить ответ на следующий вопрос: является ли все многообразие форм временных зависимостей мощности излучения импульсного СО-ЭИЛ на разных колебательно-вращательных переходах молекулы окиси углерода случайным, либо все это многообразие форм подчиняется определенным правилам, следующим из существующей математической модели? Этот ответ можно попытаться получить, проведя ***R/S – анализ*** временных рядов излучения СО-ЭИЛ.

3. АНАЛИЗ ВРЕМЕННЫХ РЯДОВ ФИЗИЧЕСКИХ ЯВЛЕНИЙ НА ОСНОВЕ ЗАКОНА ХАРСТА ИЛИ R/S – АНАЛИЗ

R/S – анализ или метод нормированного размаха основан на интерпретации Мандельбротом работ английского гидрогеолога Гарольда Харста (Hurst), исследовавшего закономерности изменения уровня воды в реке Нил.

Данный метод был подробно рассмотрен в работе [10].

3.1 R/S-анализ временных рядов излучения CO-ЭИЛ на отдельных колебательно-вращательных переходах молекулы окиси углерода

Был проведен R/S анализ временных рядов излучения CO-ЭИЛ с резонаторами различных типов. Анализ проводился по следующей схеме. На первом этапе с помощью программы Graph Digitizer 1.8 проводилась оцифровка импульса излучения. Оцифрованный импульс излучения содержал около 1150 точек. Затем с помощью программы Fractan 4.4[1], разработанной в Институте математических проблем биологии РАН (г. Пущино), либо с помощью оригинальной авторской программы, работающей в среде MATHLAB, определялись зависимость и показатель Харста.

Анализ полученных результатов показывает, что значение показателя Харста в широком спектральном диапазоне практически не зависит от величины удельного энерговклада и для смеси $CO:N_2$=1:9 составляет примерно H=0.84 для резонаторов обоих типов (Рис. 2). Для смеси $CO:N_2$:He=1:9:10 эта величина составляет H~0.87.

Поскольку величина *H* для обоих резонаторов лежит в диапазоне 0.5<H<1, это означает, что временные ряды импульсов излучения CO-ЭИЛ персистентны.

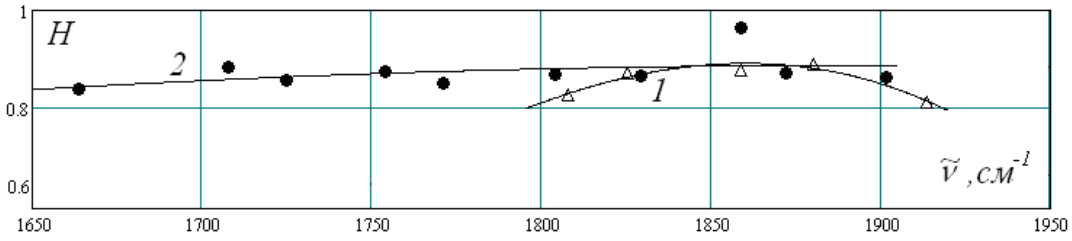


Рис. 2. Зависимость показателя Харста временных рядов мощности излучения CO-ЭИЛ с неселективным (1) и селективным резонаторами в режиме свободной генерации от частоты излучения (Смесь $CO:N_2$=1:9, T=100K, N=0.5 Амага.)

Из этого следует также и то, что среди большого ряда процессов, происходящих в колебательно-возбужденной системе молекул окиси углерода, есть некая причина, вносящая элемент непредсказуемости, проявляющаяся в особенностях временных характеристик излучения лазера. Этот важный момент обязательно должен присутствовать в теоретической модели, которая претендует на то, что она правильно описывает работу

[1] Fractan 4.4 - программа предназначена для вычисления корреляционной размерности, корреляционной энтропии и показателя Херста по временному ряду данных. Минимальная длина временного ряда данных для обработки равна 512.

импульсного СО-ЭИЛ. В этом случае критерием правильности модели лазера, должен служить тот факт, что величина показателя Харста временных рядов излучения импульсного СО-ЭИЛ, рассчитанных теоретически, соответствует показателю, полученному на основании экспериментальных данных.

Далее будет проведен анализ причины определенной «непредсказуемости» временных рядов импульсов излучения СО-ЭИЛ на выделенных колебательно-вращательных переходах с помощью вейвлетного анализа.

4. НЕПРЕРЫВНЫЙ ВЕЙВЛЕТНЫЙ АНАЛИЗ ВРЕМЕННЫХ РЯДОВ ИЗЛУЧЕНИЯ ИМПУЛЬСНОГО ЭЛЕКТРОИОНИЗАЦИОННОГО СО-ЛАЗЕРА

Вейвлетный анализ [11] временных рядов импульсов излучения СО-ЭИЛ проводился с использованием математического аппарата MATHLAB. На рис. 3(а, б) показаны вейвлет-спектры двух импульсов излучения при использовании вейвлета Гаусса. Для того чтобы уверенно различать временной масштаб вейвлета, выбирался вейвлет с m=16.

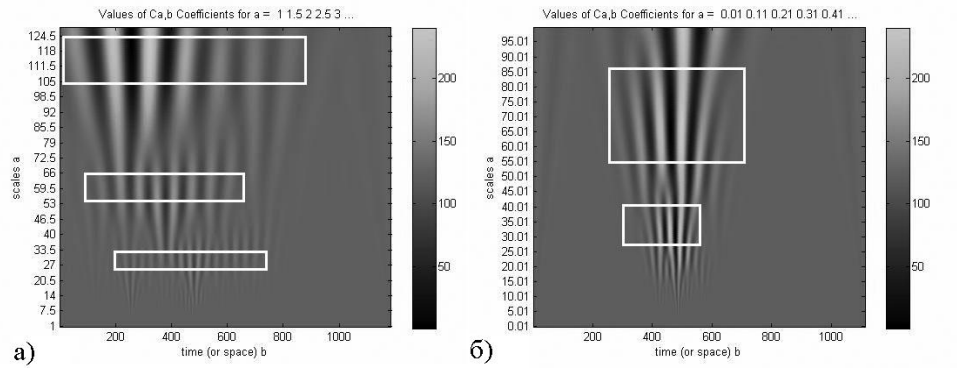


Рис. 3. Гауссов вейвлет-спектр (m=16) импульса излучения СО-ЭИЛ с селективным резонатором в режиме свободной генерации на переходе P10→9(13) (а), и на переходе P17→16(18)(б) (Смесь CO:N2=1:9, T=100K, N=0.5 Амага, число отсчетов Nmax=1137 и Nmax=1113 соответственно)

Ось абсцисс: b-величина временного сдвига вейвлета (в числах отсчета)

Ось ординат: a- временной масштаб вейвлета (в числах отсчета)

Из данных рисунков видно, что анализируемые сигналы для разных временных масштабов являются периодическими в определенных временных интервалах, а также в сигналах присутствуют составляющие нескольких временных масштабов a_1, a_2 и a_3.

Это также следует из рис. 4 на котором представлены интегральные распределения энергии по масштабам вейвлетного преобразования.

$$\langle E(a)\rangle = \int |C(a,b)|^2 db \qquad (1)$$

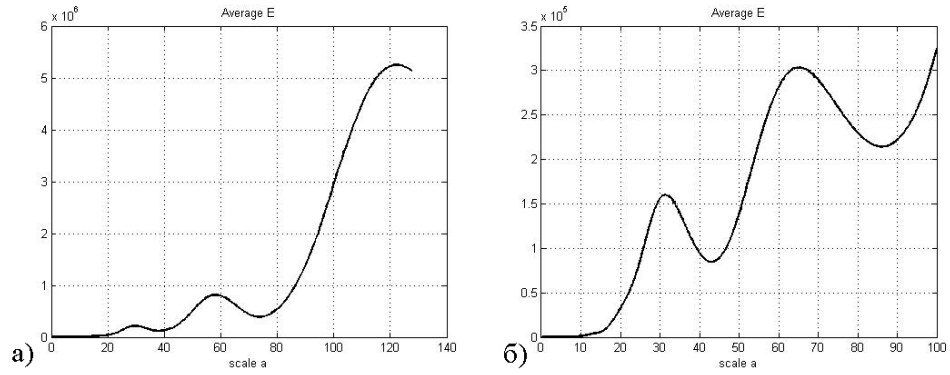


Рис.4. Интегральное распределение энергии $\langle E(a)\rangle$ (отн.ед) по масштабам вейвлетного преобразования импульса излучения CO-ЭИЛ с селективным резонатором в режиме свободной генерации на переходе P10→9(13) (а), и на переходе P17→16(18)(б) (Смесь CO:N2=1:9, T=100K, N=0.5 Амага, число отсчетов Nmax=1137 и Nmax=1113 соответственно)
Ось абсцисс: b-величина временного сдвига вейвлета (в числах отсчета)
Ось ординат: a-величина интегрального распределения энергии

В распределении (а) наблюдаются три локальных максимума, приходящихся на значения $a_1 \cong 6.4$мкс, $a_2 \cong 12.6$мкс и $a_3 = 26.6$ мкс. Нетрудно видеть, что для этих максимумов хорошо выполняется равенство

$$\frac{a_2}{a_1} \approx \frac{a_3}{a_2} \approx 2 \qquad (2)$$

Для двух локальных максимумов $a_1 = 6.8$мкс и $a_2 = 13.7$мкс распределения (Рис.4 б) их отношение $\frac{a_2}{a_1}$ также приблизительно равно двум.

На рис.5 представлена зависимость отношения $\frac{a_2}{a_1}$ от частоты излучения для CO-ЭИЛ с селективным резонатором.

$$\frac{a_2}{a_1} \approx 2 \qquad (3)$$

Как видно, указанное соотношение хорошо выполняется во всем спектральном диапазоне излучения импульсного CO-ЭИЛ.

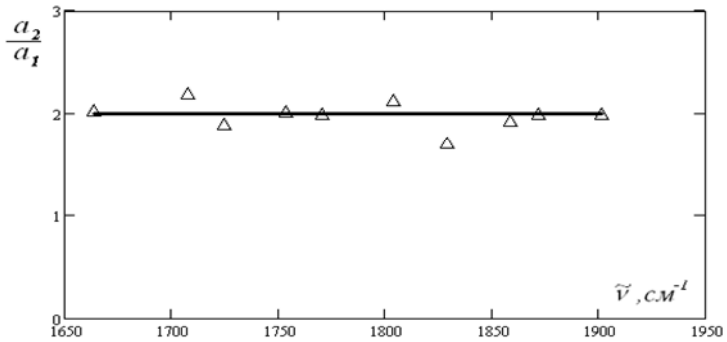


Рис.5. Зависимость отношения $\frac{a_2}{a_1}$ от частоты излучения для CO-ЭИЛ с селективным резонатором (Смесь CO:N2=1:9, T=100K, N=0.5 Амага)

Для анализа сложного поведения импульсов излучения CO-ЭИЛ далее будет использован математический аппарат нелинейной динамики.

5. КАСКАД УДВОЕНИЙ ПЕРИОДА, КАК ПРИЧИНА СЛОЖНОГО ПОВЕДЕНИЯ ВРЕМЕННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК CO-ЭИЛ

Подробный анализ известных кинетических уравнений [12] позволил установить причину возникновения данной зависимости($\frac{a_2}{a_1} \approx 2$). Было получено уравнение вида уравнения Фейгенбаума

$$\alpha_{i+1} = (1+\lambda_1)\alpha_i - \lambda_2\alpha_i^2, \qquad (4)$$

описывающее поведение коэффициента усиления слабого сигнала [13].

Основное свойство этого уравнения следующее: если λ_1 немного превысило значение 2, итерации испытывают удвоение периода, т.е. вместо устойчивого цикла с периодом 1, соответствующего одной неподвижной точке система имеет устойчивый цикл с периодом 2, т.е. цикл, содержащий две точки. При дальнейшем увеличении λ возникает устойчивый 8-цикл, 16-цикл и т.д.

Таким образом, при импульсной накачке CO-ЭИЛ временной ход импульса излучения будет демонстрировать переход к детерминированному хаосу в случае, если время достижения удвоенного значения порогового коэффициента усиления на отдельных колебательно-вращательных переходах молекулы CO не превышает характерного времени колебательно-колебательного обмена. Как видно из рис.6(a,b), в CO-ЭИЛ это условие вполне реализуемо.

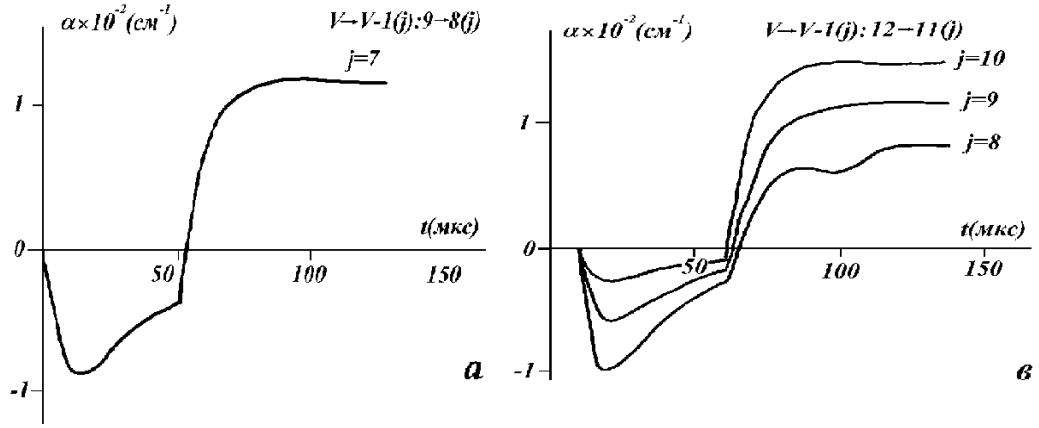


Рис. 6.(a,b). Зависимость коэффициента усиления слабого сигнала от времени, в смеси CO:N_2:He=1:9:10. Qвкл.уд.=140Дж×л$^{-1}$×Амага$^{-1}$, tвкл=60мкс, T_0 =120К, N=0.5Амага.

Так, например, для случая, представленного на рис. 6(а), это условие выполняется на временном интервале от 52мкс до 55мкс.

Таким образом, в CO-ЭИЛ могут существовать все необходимые условия для развития в процессе излучения режима удвоений периода.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В ходе выполнения работы были получены следующие результаты:

1. Впервые проведен R/S анализ временных рядов импульсов излучения CO-ЭИЛ с резонаторами различных типов. На основании экспериментальных данных рассчитан показатель Харста. Для лазера с составом рабочей смеси CO:N2 = 1:9 этот показатель равен 0.84, для смеси с гелием величина H~0.87. Данное значение показателя Харста говорит о том, что временные ряды импульсов излучения CO-ЭИЛ относится к классу персистентных рядов. Отличие H от единицы свидетельствует о присутствии в сигнале хаотической компоненты;

2. Разработан критерий правильности модели лазера: величина показателя Харста временных рядов излучения импульсного CO-ЭИЛ, рассчитанных теоретически, должна соответствовать показателю, полученному на основании экспериментальных данных;

3. Впервые выполненный анализ вейвлет – спектров импульсов излучения CO-ЭИЛ позволяет выявить отношение $\frac{a_2}{a_1} \approx 2$;

4. Показано, что при импульсной накачке CO-ЭИЛ в случае, если время достижения удвоенного значения порогового коэффициента усиле-

ния на отдельных колебательно-вращательных переходах молекулы CO не превышает характерного времени колебательно-колебательного обмена(τ~2÷3мкс), временной ход импульса излучения демонстрирует переход к детерминированному хаосу через удвоение периода (сценарий Фейгенбаума).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бородин А.М. и др., //Электроионизационный CO-лазер с дозвуковым потоком рабочей среды, Квантовая электроника, 23, №5, 405-408, 1996

2. Smith Neill S., Hassan H.A. Power Calculations for High-Flow CO Electric Discharge Laser Systems // AIAA Paper, vol. 14, No.3, pp. 374-381, 1975

3. Игошин В.И., Пичугин С.Ю. Эквивалентная двухуровневая модель CO лазера. Краткие сообщения по физике ФИАН №5-6, стр. 45-49, 1995

4. Арасланов Ш.Ф., Сафиуллин Р.К., Численное моделирование электроионизационного и проточного электроразрядного CO-лазеров, // Квантовая электроника, 31, №8 , стр. 697-703, 2001

5. Добеши И. Десять лекций по вейвлетам. – М. – Ижевск: НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика», 2004г.

6. Петерс Э. Хаос и порядок на рынках капитала. М.: Мир, 2000.

7. Федер Е. Фракталы. Пер. с англ.-М.: Мир,1991.-254с. (Jens Feder, Plenum Press, NewYork, 1988)

8. Короновский А.А., Храмов А.Е., Непрерывный вейвлетный анализ и его приложения, Москва, Физматлит, 2003

9. Басов Н.Г., Казакевич В.С., Ковш И.Б. Спектр излучения импульсного электроионизационного CO-лазера с селективным и неселективным резонаторами // Квантовая электроника, Т.9, №4 (1982), с.763-771.

10. Венцлавович Т.Э., Казакевич В.С., R/S-анализ временных рядов излучения импульсного электроионизационного CO-лазера (CO-ЭИЛ) // Известия СНЦ РАН, Т. 9, №3, 2007, С. 610.

11. Астафьева Н.М. Вейвлет-анализ: основы теории и примеры применения, УФН, 1996, Т.166, №11, стр. 1145-1170.

12. Тарасов Л.В., Физика процессов в генераторах когерентного оптического излучения, М., «Радио и связь», 1981

13. Фейгенбаум М. Универсальность в поведении нелинейных систем // УФН1983 №141,2. стр. 343-374.

ВЛИЯНИЕ ПРОЦЕССА ФРАГМЕНТАЦИИ НА ПОЛУЧЕНИЕ AU НАНОЧАСТИЦ ПРИ ЛАЗЕРНОЙ АБЛЯЦИИ В РАЗЛИЧНЫХ ЖИДКОСТЯХ

П.В. Казакевич[1], П.С.Яресько[1,2], И.Н. Сараева[3]

[1]Самарский филиал Учреждения Российской академии наук Физического института им. П.Н. Лебедева РАН,
[2]Самарский государственный университет,
[3]Поволжский государственный университет телекоммуникаций и информатики

АННОТАЦИЯ

В работе экспериментально рассмотрено влияние жидкой среды на процесс фрагментации золотых наночастиц при взаимодействии с лазерным излучением (λ=1,064 мкм, E=15 мДж, t=250пс). Отработана методика замещения этилового спирта на H_2O в коллоиде золотых наночастиц. Различие в спектрах поглощения фрагментируемых наночастиц, в зависимости от выбранной жидкости, обнаружено в интервале облучения 0-15мин. Влияние жидкости на процесс фрагментации связывается с особенностями спектров поглощения исходных жидкостей в области близкой к длине волны излучения Nd: YAG лазера.

1. ВВЕДЕНИЕ

Взаимодействие лазерного излучения с веществом интенсивно исследуется с начала 60-х годов прошлого века [1]. При этом, с точки зрения решения современных задач физики и химии наночастиц, перспективна возможность применения лазерной техники как для создания нанообъектов, так и для управления их свойствами [2]. Одним из современных направлений этих исследований является изучение процессов абляции твердых тел в жидкостях импульсным лазерным излучением [3].

Лазерная абляция твердых тел в жидкостях представляет собой существенно неравновесный процесс, включающий в себя такие явления, как локальный импульсный нагрев вещества на границе «твердое тело-жидкость», образование зоны расплава материала мишени, образование парогазового облака продуктов абляции, совокупность гидро- и газодинамических процессов [4]. При этом, в случае попадания наночастицы в об-

ласть сфокусированного лазерного излучения, наблюдается явление фрагментации, связанное с процессом плавления наночастицы и ее «дроблением» на более мелкие части, при совпадении длины волны лазерного излучения с плазмонным резонансом самой наночастицы [5]. Взаимодействие уже сформировавшихся наночастиц со сфокусированным лазерным излучением приводит к фрагментации частиц и может использоваться, как один из способов управления свойствами нанообъектов [2, 6-8].

В литературе процессы образования и фрагментации наночастиц при лазерной абляции в жидких средах рассматриваются независимо друг от друга [9,10]. Однако в случае получения наночастиц в ограниченном объеме процессы образования и фрагментации наночастиц протекают совместно. Как в случае образования, так и в случае фрагментации наночастиц, как правило, изучают влияние: длины волны, плотности мощности лазерного излучения, длительности и частоты следования лазерных импульсов, типа среды (вакуум, газ, жидкость) [11]. Влияние самой жидкости, не связанное с химическим взаимодействием с материалом образца, на процесс фрагментации наночастиц методом лазерной абляции в ограниченном объеме рассматриваются в меньшей степени.

Таким образом, целью данной работы является исследование влияния жидкости на процесс фрагментации наночастиц Au при лазерной абляции в замкнутом объеме жидкости.

2. ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Для получения наночастиц золота методом лазерной абляции в жидких средах использовалась стандартная методика [3, 7]. Излучение пикосекундного лазера RL PQ 30\300 с длиной волны 1064 нм, длительностью импульса 250 пс и средней энергией в импульсе ~ 30 мДж фокусировалось объективом на поверхность золотой мишени. Частота следования импульсов составляла 5 Гц. Толщина слоя жидкости над поверхностью образца равнялась 5 мм. Плотность энергии на поверхности мишени составляла 40 Дж/см^2.

При взаимодействии лазерного излучения с материалом образца возникает зона расплава материала мишени и формируется парогазовое облако, как из самого материала мишени, так и из окружающей расплав жидкости. Вследствие гидродинамических неустойчивостей парогазового облака расплав мишени выбрасывается в окружающую жидкость. При этом фор-

мирование наночастиц может происходить, как из газовой фазы материала образца, так и из его жидкой фазы, путем охлаждения материала во внешней среде [5, 7, 12, 13]. Совокупность указанных выше явлений позволяет получать наночастицы как сферической, так и удлиненной формы в зависимости от условий эксперимента [13].

Для проведения эксперимента по получению и фрагментации наночастиц использовались стандартные для лазерной абляции жидкости (дистиллированная вода, этиловый спирт 98%), не вступающие в химическое взаимодействие с материалом мишени при нормальных условиях. С целью получения наночастиц при одинаковых условиях на протяжении всего эксперимента образец равномерно перемещался под лазерным излучением. Для прецизионного перемещения мишени использовалась система моторизированных столиков фирмы Standa 8MT175-50, которые позволяют перемещаться с шагом 2,5 мкм.

Для изучения влияния жидкости на процесс фрагментации наночастиц золота, образовавшиеся во время лазерной абляции в этиловом спирте, наночастицы помещались в две жидкости (этанол и H_2O) и подвергались воздействию сфокусированного лазерного излучения.

Процесс замещения этанола на H_2O в коллоиде золотых наночастиц происходил следующим образом:

1. Наночастицы Au были получены в этиловом спирте при указанных выше параметрах лазерного излучения.
2. Полученный коллоид разделялся на два равных объема.
3. Обе части коллоида помещались в центрифугу (2350g), где происходило центрифугирование наночастиц Au на протяжении 10 мин, в результате чего наночастицы осаждались на дне специальной кюветы Эппендорфа.
4. После осаждения наночастиц Au в одной из кювет происходила замена этилового спирта на дистиллированную воду.
5. Осажденные наночастицы в обеих жидкостях подвергались воздействию ультразвука с частотой 40 кГц (потребляемая мощность 60 Вт) в течение 5 мин с целью восстановления коллоидного раствора.

Влияние жидкости на процесс фрагментации лазерным излучением оценивалось по изменениям спектров поглощения коллоидов золотых наночастиц. Регистрация спектров поглощения осуществлялась с помощью спектрофотометра СФ-56. Спектральный диапазон измерений 190-1100 нм,

спектральное разрешение 0,3 нм. Все изменения в спектрах поглощения коллоидных растворов наночастиц золота регистрировались относительно спектров поглощения исходных жидкостей.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Для исследования влияния жидкости на процесс получения и фрагментации наночастиц методом лазерной абляции производилось получение исходного коллоида золотых наночастиц в этиловом спирте. Спектр поглощения золотых наночастиц, полученных в этаноле представлен на рисунке 1.

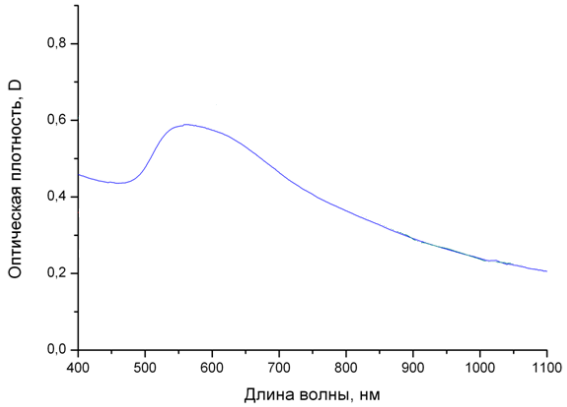


Рис. 1. Спектр поглощения золотых наночастиц полученных в этиловом спирте

В соответствии с литературными данными, подобный спектр поглощения характерен для коллоида, содержащего как сферические, так и удлиненные наночастицы с различным аспектным отношением (Q=l/d, где l – длина частицы, d – диаметр частицы) [13,14].

После замещения этанола на дистиллированную воду и воздействия на обе жидкости ультразвука наблюдается окрашивание обеих жидкостей в фиолетовый цвет. Спектры поглощения восстановленных ультразвуком наночастиц золота представлены на рисунке 2 (кривые 1 и 3).

При облучении коллоидов наночастиц Au наблюдается изменение их окраса в зависимости от используемой жидкости. На рисунке 2 (кривые 2 и 4) представлены спектры поглощения золотых наночастиц в этаноле и дистиллированной воде после взаимодействия со сфокусированным лазерным излучением в течение 20 мин. Как видно из рисунка 2 наблюдается различия в спектрах поглощения в зависимости от типа выбранной жидкости (кривая 2 и 4).

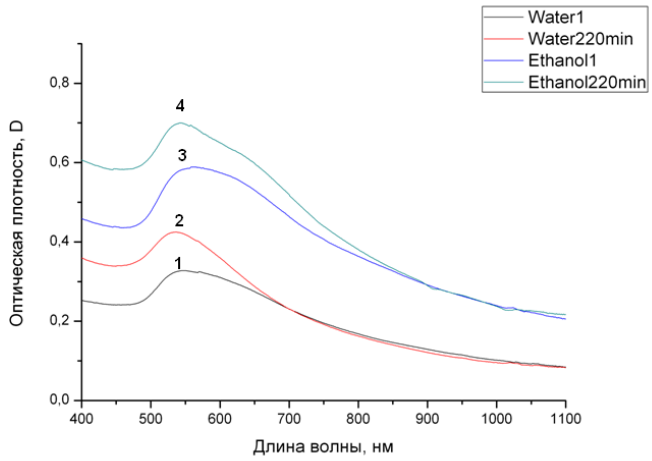


Рис. 2. Спектры поглощения коллоидов золотых наночастиц. Кривая 1 – спектр поглощения коллоида наночастиц золота восстановленных ультразвуком в дистиллированной воде, Кривая 2 спектр поглощения золотых наночастиц в дистиллированной воде после взаимодействия со сфокусированным лазерным излучением, Кривая 3 – спектр поглощения коллоида наночастиц золота восстановленных ультразвуком в этиловом спирте, Кривая 4 спектр поглощения золотых наночастиц в этаноле после взаимодействия со сфокусированным лазерным излучением

Различия в спектрах поглощения коллоидов золотых наночастиц после их облучения сфокусированным лазерным излучением может быть связано с различием в оптических свойствах дистиллированной воды и этилового спирта в области близкой к длине волны лазерного излучения.

На рисунке 3 показан экспериментально полученный спектр поглощения дистиллированной воды относительно этанола в диапазоне длин волн от 400 до 1100нм.

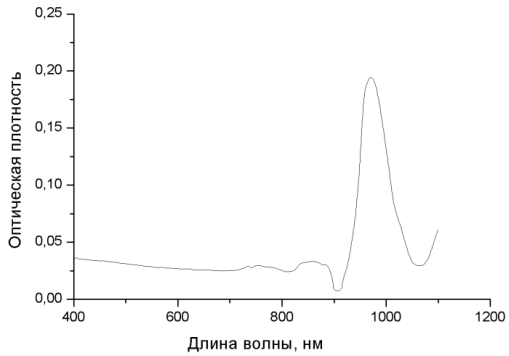


Рис. 3. Спектр поглощения дистиллированной воды относительно 98%-этилового спирта

Наличие в воде широкой полосы поглощения в диапазоне длин волн от 500нм и выше с локальным максимумом на 970 нм может приводить к частичному поглощению молекулами воды лазерного излучения с длиной волны 1064 нм [15]. Поскольку каждая наночастица находится в окружении молекул H_2O, то подобное поглощение лазерного излучения делает вероятным передачу запасенной колебательной энергии от молекул воды к наночастицам вне зависимости от величины Q.

Поскольку эффективность поглощения лазерного излучения молекулами этанола намного ниже чем для H_2O в области 1 мкм, то в процессе фрагментации участвуют в основном лишь наночастицы, чей плазмонный резонанс совпадает с длиной волны лазерного излучения [16].

Особенностями спектров поглощения используемых жидкостей может быть объяснено различие в спектрах поглощения наночастиц полученных в этаноле и дистиллированной воде при одинаковых условиях проведения эксперимента (рис. 4). При получении наночастиц в ограниченном объеме подобные особенности процесса фрагментации уже сформировавшихся наночастиц с лазерным излучением могут влиять на конечную морфологию наночастиц полученных в различных жидкостях.

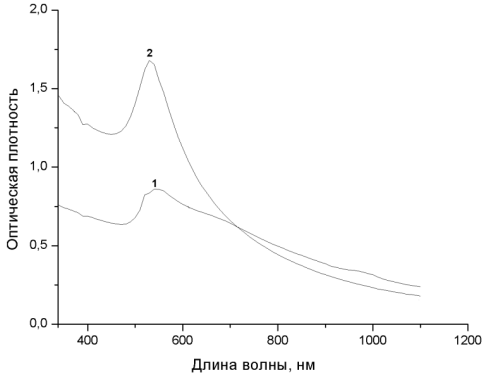


Рис. 4. Спектры поглощения коллоидных растворов наночастиц золота в различных жидкостях. Кривая 1 – спектр поглощения коллоидного раствора наночастиц золота в этаноле. Кривая 2 – спектр поглощения коллоидного раствора наночастиц золота в воде

Из рисунка видно, что в области 500-550 нм оптическая плотность коллоидного раствора наночастиц золота в дистилированной воде выше, чем оптическая плотность коллоида, полученного в этиловом спирте или ацетоне. При исследовании коллоидного раствора в этаноле в длинноволновой области спектра на участке 600 – 900 нм обнаружена

широкая полоса поглощения, являющаяся суперпозицией продольных плазмонных резонансов наночастиц золота с различными значениями Q.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1) В работе исследовано нехимическое влияние жидкостей (вода, этиловый спирт) на процесс абляции золотой мишени под действием лазерных импульсов субнаносекундной длительности с длинной волны 1064 нм.

2) При замене этилового спирта на дистиллированную воду в коллоиде золотых наночастиц показано, что свойства используемой жидкости влияют на процесс фрагментации золотых наночастиц в замкнутом объеме.

3) Сделано предположение, что наличие в воде широкой полосы поглощения с локальным максимумом на 970 нм может приводить к частичному поглощению молекулами воды лазерного излучения с длиной волны 1064 нм. Подобное поглощение лазерного излучения делает вероятным передачу запасенной колебательной энергии от молекул воды к наночастицам, что приводит к изменению конечного спектра поглощения коллоида золотых наночастиц.

4) Таким образом, при использовании лазерной абляции, как метода получения наночастиц, следует учитывать не только возможность химического взаимодействия материала мишени и среды, но и оптические свойства жидкости, приводящие к частичному поглощению лазерного излучения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Letokhov V.S. Soviet Physics Uspekhi, 21, 405 (1978).

2. Бричкин С.Б., Физико-химические свойства наночастиц и гибридных наноструктур в мицеллярных и коллоидных растворах, Институт проблем химической физики РАН (2010).

3. Булгаков А.В., Булгакова Н.М., Бураков И.М., и др. Синтез наноразмерных материалов при воздействии мощных потоков энергии на вещество. Н.: Институт теплофизики СО РАН 2009.

4. Simakin A.V., Voronov V.V., Shafeev G.A., Brayner R., Bozon-Verduraz F. // Chem. Phys. Lett., 348, 182, (2001).

5. Погорелов В.Е., Лизенгевич А.И., Кондиленко И.И., Буян Г.П. // УФН, 4, 127 (1979).

6. Лукьянчук Б.С. // Успехи физических наук, 172, 301 (2002).

7. Kazakevich P.V, Simakin A.V, Shafeev G.A, Monteverde F., Wautelet M. // Applied Surface Science, 253, 7724 (2007).

8. Kazakevich P.V., Simakin A.V., Shafeev G.A., Voronov V.V. // Applied Surface Science 252, (2006).

9. Babak Nikoobakht and Mostafa A. El-Sayed // Chem Mater, 15, 1957 (2003).

10.Emelianov A., Eremin A., Jander H., Wagner H. // Phys. Chem., 217, 1361 (2003).

11.Simakin A.V., Voronov V.V., Shafeev G.A., Kirichenko N.A. // Appl.Phys., 79 (2004) 1127-1132.

12.Willard M.A., Kurihara L.K., Carpenter E.E., Calvin S., Harris V.G. // Int. Mater. Rev., 49, 125–170 (2004).

13. Tarasenko N.V, Butsen A.V. and Nevar A.A. // Applied Physics A: Materials Science & Processing, 93, 837 (2008).

14.Creighton A., Eadon D.G. // J. Chem. Soc. Faraday Trans., 87, 3881 (1991).

15.Paul Handa Y. II J. // Phys. Chern., v. 96, N21, p. 8594, 1992.

16.Бозон-Вердюра Ф., Брайнер Р., Симакин А.В., Шафеев Г.А. и др. // Квантовая электроника, 33, 714 (2003).

ОСОБЕННОСТИ ДВУХЧАСТОТНОЙ ГЕНЕРАЦИИ В ND:YLF-ЛАЗЕРЕ ПРИ НЕОДНОРОДНОЙ ПРОДОЛЬНОЙ НАКАЧКЕ

М. С. Кривонос, Ю.М. Попов

Учреждение Российской академии наук
Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН
Ms.Krivonos@gmail.com

1. Введение

Продольная диодная накачка твердотельных лазеров позволяет получать лазерные пучки близкие к гауссовой моде при высокой эффективности генерации. Для этой цели накачка должна быть неоднородной, т.е. размеры пучка накачки должны быть меньше, чем диаметр гауссовой моды [1]. В этом случае структура лазерного пучка зависит от длины резонатора L и может существенно отличаться от гауссовой моды при некоторых значениях L, соответствующих «критическим» конфигурациям резонатора, определяемых соотношением:

$$\arccos(g_1 g_2)^{1/2} = \pi r/s, \qquad (1)$$

где r/s – правильная дробь, характеризующая вырождение, $g_{1,2} = 1 - L/R_{1,2}$ – параметры устойчивости резонатора, $R_{1,2}$ – радиусы кривизны зеркал резонатора. Вблизи таких конфигураций обнаружено снижение порога генерации [2]. В то же время в промежутках между значениями L, соответствующими «критическим» конфигурациям, лазерное излучение близко по структуре к гауссовой моде. Такое поведение было продемонстрировано как для CW лазеров [3, 4] так и лазера с модуляцией добротности [5].

Области «критических» конфигураций резонатора позиционируются по длине достаточно точно по возникновению «богатой» модовой стуктуры излучения, что было использовано в [6] для измерения оптической силы наведенной термолинзы. В данной работе нами предложено использовать для этих целей измерение зависимости порога генерации от длины резонатора, что позволяет существенно увеличить точность измерений.

В областях близких к «критическим» конфигурациям резонатора в Nd:YLF(100) лазере с неоднородной продольной диодной накачкой с линзоподобным активным элеменом была обнаружена двухчастотная гнерация

на длинах волн 1.047 и 1.053 мкм с ортогональными поляризациями [7]. Твердотельные лазеры с диодной накачкой, генерирующие двухчастотное излучение, в настоящее время рассматриваются как перспективные источники бигармонической накачки компактного эффективного терагерцового генератора [8, 9, 10]. В данной работе исследуется механизм обнаруженной двухчастотной генерации.

2. ЭКСПЕРИМЕНТ

Экспериментальные исследования были выполнены с резонаторами, схемы которых приведены на рис. 1. Резонатор лазера (рис. 1) образован двумя плоскими зеркалами М1 и М2. Зеркало М1 нанесено на плоский торец АЭ, является глухим для длин волн генерации 1,047 мкм / 1,053 мкм и просветлено на длине волны накачки 805 нм. Другая поверхность АЭ сферическая (линзоподобный АЭ) просветлена для длин волн генерации. Радиус кривизны данной поверхности R = 60 мм. Длина АЭ 6 мм. Из-за двулучепреломления в кристалле Nd:YLF АЭ представлял собой бифокальную линзу [11], фокусное расстояние которой различно для обыкновенной и необыкновенной волн. В условиях неоднородной продольной накачки использование такого АЭ приводило к расщеплению «критических» конфигураций для излучений на длинах волн 1,047 и 1,053 мкм с взаимно ортогональными поляризациями. Диаметр гауссовой моды на зеркале М1 составлял около 400 мкм. Зеркало М2 имело коэффициент отражения 92 %.

В качестве источника излучения накачки использовался одиночный лазерный диод (ЛД) с рабочей длиной волны излучения λ = 805 нм и с шириной полоскового контакта 2x150 мкм. Во всех экспериментах поляризация излучения ЛД совпадала с кристаллографической осью АЭ Nd:YLF [11].

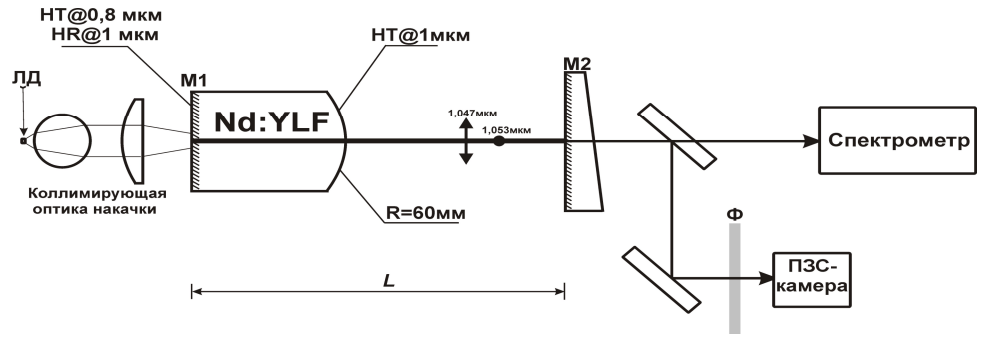


Рис. 1. Схема эксперимента с двухчастотным Nd:YLF-лазером с линзоподобным активным элементом

Коллимация излучения ЛД вдоль «быстрой» оси осуществлялась цилиндрической линзой (ЦЛ) с фокусным расстоянием около F = 0,350 мм, затем сферической линзой с фокусным расстоянием F_c = 4,24 мм осуществлялось формирование пучка накачки в АЭ.

В экспериментах расстояние между ЛД и СЛ составляло l = 10 мм, что соответствовало размеру накачки в АЭ примерно 120 мкм ×100 мкм по уровню 0.5, степень неоднородности накачки (отношение диаметра нулевой моды к диаметру накачки) вблизи полуконфокальной конфигурации составляет 3.3x4 («жесткая» фокусировка накачки).

Зеркало М2 было установлено на моторизированную платформу фирмы Standa, что позволяло перемещать его с высокой точностью вдоль оси резонатора без разъюстировок в пределах области устойчивости.

Распределения интенсивности выходного излучения регистрировались CCD-камерой THORLABS BC106-VIS, установленной на расстоянии 30 см от выходного зеркала. Ослабление интенсивности излучения, падающего на ПЗС матрицу CCD-камеры, осуществлялось при двукратном отражении на поверхностях, образцовых плоскопараллельными пластинами из стекла К8. Перед CCD-камерой были установлены светофильтры Ф для подавления излучения накачки и видимого излучения, рис.1. Измерение мощности лазерного излучения осуществлялось измерителем мощности FieldMaster с измерительной головкой LM-10.

В эксперименте определялась зависимость пороговой мощности накачки от длины резонатора. Измерения проводились в областях вырождений, соответствующих «критическим» конфигурациям резонатора, определяемых значениями дроби r/s = 1/4, 1/3, 3/8, 2/5.

В условиях «жёсткой» фокусировки наблюдались минимумы порога генерации вблизи «критических» конфигураций резонатора соответственно для длин волн 1.047 мкм и 1.053 мкм.

На рис. 2 приведены зависимости пороговой мощности накачки и доли мощности излучения с длиной волны 1.053 мкм от длины резонатора в областях «критических» конфигураций для r/s=1/4, 1/3 при «жесткой» фокусировки излучения накачки.

Необходимо отметить, что расщепление – ΔL_L обусловлено двулучепреломлением АЭ и составляет 0.13 мм для длин волн 1.047 мкм и 1,053 мкм. Наибольший вклад в суммарное расщепление ΔL вносит различие

фокусного расстояния из-за двулучепреломления сферической поверхности АЭ – ΔL_R. Экспериментальные значения находятся в хорошем соответствии с расчётными.

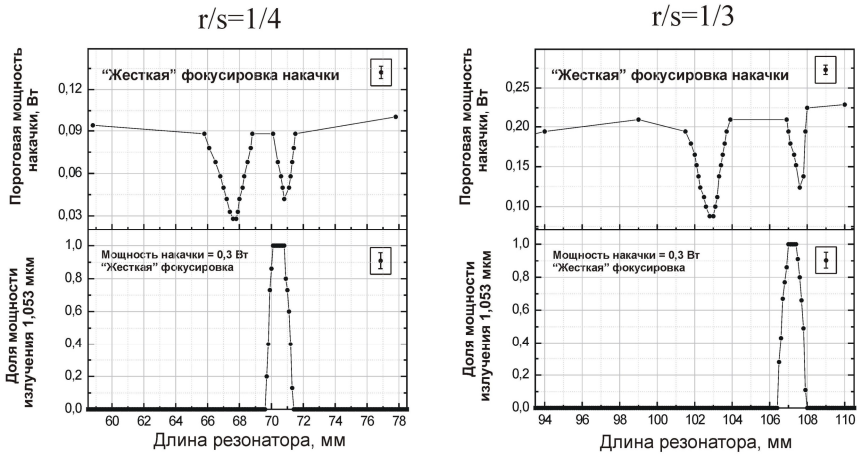


Рис. 2. Зависимости порога генерации и доли мощности излучения с длиной волны 1,053 мкм от длины резонатора Nd:YLF-лазера с линзоподобным АЭ в областях «критических» конфигураций резонатора r/s=1/4;1/3 при «жесткой» (l2=10мм) фокусировки излучения накачки

Одной из особенностей «критических» конфигураций является резкое снижение порога генерации лазера, минимальное значение мощности в которых указывает точное положении соответствующих «критических» конфигураций. При этом различным «критическим» конфигурациям, позиционирующимся на разных длинах резонатора, соответствуют различные значения минимальной мощности. На основе этого можно предложить метод оценки величины термооптики в АЭ при продольной неоднородной диодной накачке. Фиксируя разность между значениями длин резонатора, соответствующих «критическим» конфигурациям, на пороге генерации при ослаблении средней мощности накачки в 10 раз с помощью чоппера (длительность накачки при этом была на порядок больше времени жизни лазерного уровня в Nd:YLF) и без него, удалось рассчитать зависимость оптической силы термооптики в АЭ от мощности накачки.

Для этого использовалось первоначальное предположение о том, что значение оптической линзы при включенном чоппере равно нулю. После этого по соответствующим длинам сдвига вычислялась оптическая сила линзы в АЭ при постоянной накачке и делалась поправка для значения оптической линзы при ослаблении накачки. Это в свою очередь приводило к изменению истинного значения разности длин в случае нулевой термоопт-

тики и термооптики при постоянной накачке. Затем повторно пересчитывалось значение термооптики (метод последовательных приближений) и проводилась новая аналогичная итерация. На рис. 3 представлены экспериментальные данные, полученной описанным выше методом, зависимости оптической силы линзы в Nd:YLF(100)-лазере с плоскопараллельным АЭ и проведении нескольких итераций (не более 3). В данных экспериментах использовалось дихроичное зеркало с радиусом кривизны 200 мм, длина АЭ составляла 10 мм, грани которого были просветлены для длины волны генерации, коэффициент отражения выходного зеркала составлял R=75%. Степень неоднородности накачки увеличивалась при увеличении длины резонатора из-за возрастания размеров нулевой моды. Удалось найти зависимость оптической силы термолинзы от мощности накачки по положению «критических» конфигураций r/s=1/4; 1/3; 3/8.

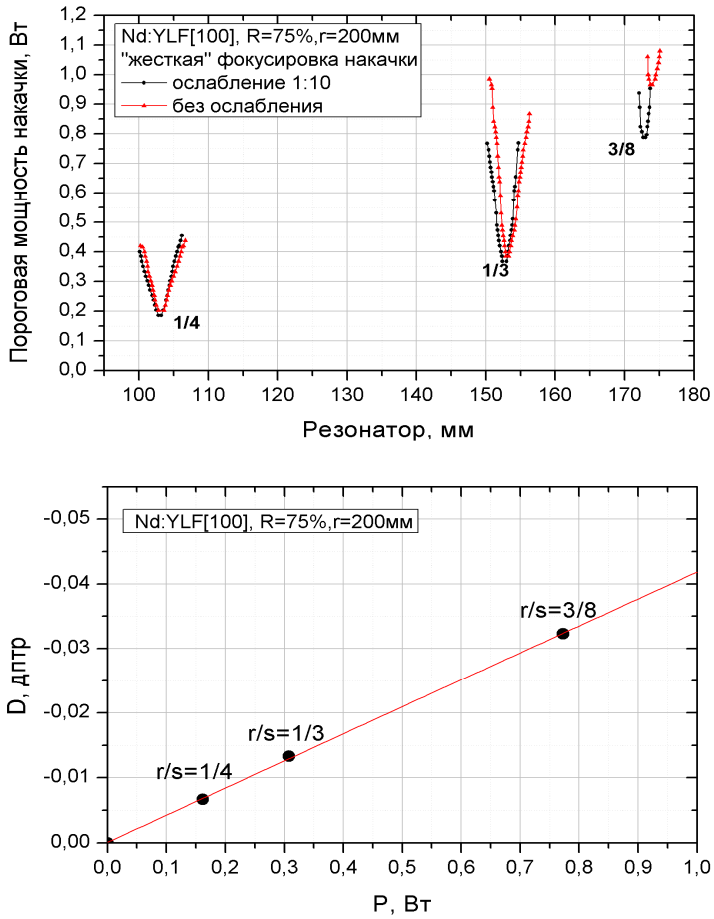


Рис. 3. Зависимость оптической силы линзы в АЭ от мощности накачки

С высокой точностью оценены значения оптической силы термолинзы искажений, составившие 0.007…0.03 D (F=140…33 м соответственно).

В лазере с плоскопараллельным АЭ вблизи конфигураций r/s=1/4, 1/3 также наблюдалась генерация одновременно на двух длинах волн 1,047 мкм и 1,053 мкм. При мощности накачки 5 Вт мощность генерации составила приблизительно по 1 Вт на каждой из длин волн. В данном случае механизм двухчастотной генерации имеет иную, нежели изложенный выше, природу. О нем будет доложено в последующих работах.

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Получена непрерыная двухчастотная генерация в лазере на основе кристалла Nd:YLF с длинами волн 1,047 мкм и 1.053 мкм в резонаторе с линзоподобным активным элементом при неоднородной продольной диодной накачке.

Экспериментально определены условия, при которых двулучепреломление в активном элементе позволяет осуществлять двухчастотную генерацию.

Показано, что в лазере с линзоподобным АЭ двухчастотный режим генерации обеспечивается расщеплением областей «критических» конфигураций резонатора для обыкновенной (1,053мкм) и необыкновенной (1,047мкм) волн, связанным с бифокальностью двулучепреломляющего АЭ.

Предложен метод оценки термооптической линзы в АЭ при продольной накачке на основе измерения зависимости порога генерации от длины резонтора вблизи его «критических» конфигураций.

Представляется перспективным использование такого двухчастотного лазера на кристалле Nd:YLF в компактных эффективных генераторах излучения 1.63 ТГц в схемах генерации разностной частоты. Интересно и непосредственное использование особенности его излучения (две длины волны 1.047 мкм и 1.053 мкм с ортогональными поляризациями) в медико-биологических экспериментах по изучению влияния на биосистемы наведенной поляризации, вращающейся с терагерцовой частотой обращения.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (Гранты №№ 09-02-00638-а, 11-02-00922-а, 09-02-01190-а, 11-02-12102-офи-м-2011), программы фундаментальных исследований Президиума РАН № 21, Учебно-научного комплекса ФИАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Laporta P., Brussard M. // IEEE J. Quantum Electron, 1991, 27, P. 2319.

2. Hsiao-Hua Wu, Chich-Chang Sheu, Ting-Wei Chen, Ming-Dar Wei, Wen-Feng Hsieh // Optics Communications, 1999, 165, P. 225-229.

3. Martel G., Labbe C., Sanches F., Frimager M., Ait-Ameur K. // Opt. Commun., 2002, 201, P. 117.

4. Bezotosnyi V.V., Cheshev E.A., Gorbunkov M.V., Kostryukov P.V., Tunkin V.G. // Appl. Opt., 2008, 47, P. 3651.

5. Besotosnii V., Cheshev E., Gorbunkov M., Kostryukov P., Krivonos M., Tunkin V., Jakovlev D. // Appl Phys B, 2010, 101, P. 71–74.

6. Ozigus B., Zhang Q. // Appl. Phys. Lett., 1997, 71(3), P. 2591-2592.

7. Безотосный В.В., Горбунков М.В., Кострюков П.В., Кривонос М.С., Попов Ю.М., Тункин В.Г., Чешев Е.А. // Краткие сообщения по физике, 2011, 10.

8. Назаров М.М., Ангелуц А.А., Сапожников Д.А., Шкуринов А.П. // Известия вузов. Радиофизика, 2009, 52(8), С. 595-606.

9. Китаева Г.Х., Пенин А.Н., Тучак А.Н. // Оптика и спектроскопия, 2009, 107, С. 553-560.

10.Сироткин А.А., Гарнов С.В., Загуменный А.И., Заварцев Ю.Д., Кутовой С.А., Власов В.И., Щербаков И.А. // Квантовая электроника, 2009, 39, С. 802-806.

11.Eng R.S., Leib K.G. // Applied Optics, 1969, 8 (10), P. 2117.

АСТИГМАТИЧЕСКОЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ПУЧКОВ С РАДИАЛЬНОЙ И АЗИМУТАЛЬНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИЕЙ

Е.Н. Воронцов, В.Г. Волостников, С.П. Котова

Самарский филиал Учреждения Российской адемии наук
Физического института им. П.Н. Лебедева РАН
vorontsoven@fian.smr.ru

АННОТАЦИЯ

В данной работе исследовано астигматическое преобразование пучков с радиальной и азимутальной поляризацией. Получены выражения для напряженностей электрического поля пучков после астигматического преобразования, проанализирована структура поляризации и интенсивности пучков. Проведена аналогия между астигматическим преобразованием рассматриваемых пучков и их прохождением через четверть волновые пластинки.

1. Введение

Одним из общих методов формирования пучков с неоднородным распределением поляризации является интерференционное сложение мод Лагерра-Гаусса [1, 2]:

$$LG_{n,m}(x,y)=\exp\left(-x^2-y^2\right)(x+iy)^{|m|}L_n^{|m|}(x,y),\ n,m=0,1,\ldots \qquad (1)$$

Число m называют топологическим зарядом пучка. Знак числа m определяет направление обхода точки (0, 0), при котором фаза изменяется от 0 до 2π. Для формирования поля с аксиально симметричным распределением поляризации необходимо, чтобы складываемые моды имели одинаковые по модулю, но противоположные по знаку топологические заряды. При этом поляризация одной из мод должна быть левой, а другой – правой круговой.

В настоящее время большой интерес представляют пучки с радиальным и азимутальным распределением поляризации (рисунок 1) [3]. Они формируются при интерференционном сложении мод Лагерра-Гаусса $LG_{0,1}(x,y)$ и $LG_{0,-1}(x,y)$:

$$\vec{R}=LG_{0,1}\left(\vec{e}_x-i\vec{e}_y\right)e^{i\omega t}+LG_{0,-1}\left(\vec{e}_x+i\vec{e}_y\right)e^{i\omega t}, \qquad (2a)$$

$$\vec{A} = LG_{0,1}\left(\vec{e}_x - i\vec{e}_y\right)e^{i\omega t} - LG_{0,-1}\left(\vec{e}_x + i\vec{e}_y\right)e^{i\omega t}, \qquad (2б)$$

где $\left(\vec{e}_x, \vec{e}_y\right)$ – орты декартовой системы координат, ω - циклическая частота. Преобразование таких пучков в системах, содержащих различные поляризационные и отражающие элементы, было изучено ранее [4, 5]. Целью настоящего исследования является анализ изменения распределения поляризации при астигматическом преобразовании пучков с радиальной и азимутальной поляризацией.

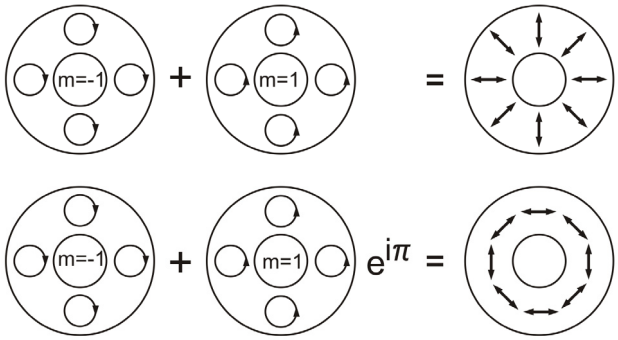


Рис. 1. Пучки с радиальной и азимутальной поляризацией как сумма LG-мод

2. АСТИГМАТИЧЕСКОЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ПУЧКОВ

Ранее для мод Лагерра-Гаусса (1) с линейной поляризацией было найдено интегральное преобразование, связывающее их с модами Эрмита-Гаусса [6, 7]

$$HG_{n,m}(x,y) = \exp\left(-x^2 - y^2\right)H_n\left(\sqrt{2}x\right)H_m\left(\sqrt{2}y\right) \qquad (3)$$

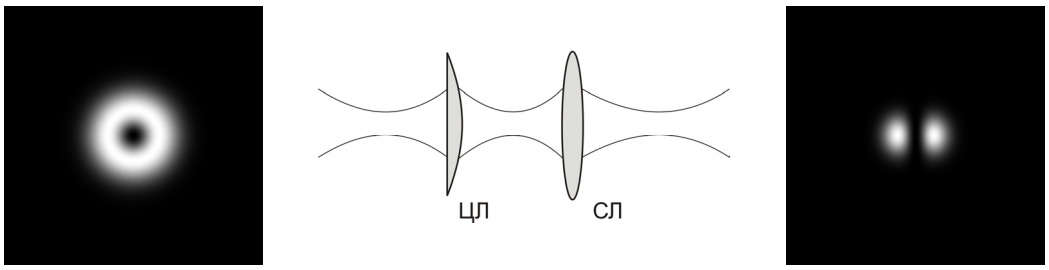
В общем виде данное преобразование задается выражением [6]

$$\iint_{R^2} \exp\left(i\left(x\xi + y\eta\right) - \frac{i\xi\eta}{4}\right) \times \left\{ \begin{array}{l} (2i)^n\, m!\, LG_{m,n-m}\left(\dfrac{\xi}{2\sqrt{2}}, \dfrac{\eta}{2\sqrt{2}}\right), \ (n \ge m) \\ (2i)^m\, m!\, LG_{n,m-n}\left(\dfrac{\eta}{2\sqrt{2}}, \dfrac{\xi}{2\sqrt{2}}\right), \ (n \le m) \end{array} \right\} d\xi d\eta = \qquad (4)$$

$$= 4\sqrt{2}\pi(-1)^{n+m}\exp(2ixy)\,HG_{n,m}(x,y)$$

Физический смысл формулы (4) состоит в следующем. Если в пучок Лагерра-Гаусса вносится астигматизм $\psi(\xi,\eta) = \xi\eta/4$, то результатом Фурье-преобразования полученного поля будет являться мода Эрмита-Гаусса. Преобразование (4) называется астигматическим. Оптическая схема, выполняющая такое преобразование, состоит из цилиндрической и сферической линзы (рисунок 2). С помощью поворота цилиндрической линзы до-

биваются нужного астигматизма. На рисунке 2 приведены примеры астигматического преобразования моды Лагерра-Гаусса в моду Эрмита-Гаусса.



$LG_{0,1}$ $HG_{1,0}$

Рис. 2. Оптическая схема и пример астигматического преобразования моды Лагерра-Гаусса в моду Эрмита-Гаусса. ЦЛ - цилиндрическая линза, СЛ - сферическая линза

3. АСТИГМАТИЧЕСКОЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ПУЧКОВ С РАДИАЛЬНОЙ И АЗИМУТАЛЬНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИЕЙ

Рассмотрим астигматическое преобразование пучков с радиальной поляризацией. Для этого применим (4) к каждому слагаемому (2а):

$$AT\left(\vec{R}\right)=AT\left(LG_{0,1}\right)\left(\vec{e}_x-i\vec{e}_y\right)e^{i\omega t}+AT\left(LG_{0,-1}\right)\left(\vec{e}_x+i\vec{e}_y\right)e^{i\omega t}\quad,\qquad(5)$$

AT - оператор астигматического преобразования. Учитывая, что

$$LG_{0,-1}\left(x,y\right)=-iLG_{0,1}\left(y,x\right).\qquad(6)$$

Получим

$$AT\left(\vec{R}\right)=C\exp\left(2ixy\right)\left[HG_{1,0}\left(\vec{e}_x-i\vec{e}_y\right)e^{i\omega t}-iHG_{0,1}\left(\vec{e}_x+i\vec{e}_y\right)e^{i\omega t}\right]\qquad(7)$$

или

$$\begin{aligned}AT\left(\vec{R}\right)=C\exp\left(2ixy\right)\Big[&\vec{e}_x\left(HG_{1,0}e^{i\omega t}-iHG_{0,1}e^{i\omega t}\right)+\\&+\vec{e}_y\left(-iHG_{1,0}e^{i\omega t}+HG_{0,1}e^{i\omega t}\right)\Big],\end{aligned}\qquad(8)$$

где C – константа преобразования (далее, для краткости записи ее можно не учитывать так же, как и общий астигматический множитель $\exp\left(2ixy\right)$).

Для анализа структуры поляризации полученного поля необходимо выделить действительную часть выражения (8):

$$\begin{aligned}\vec{R}_{AT}=&\vec{e}_x\left(HG_{1,0}\cos\left(\omega t\right)+HG_{0,1}\sin\left(\omega t\right)\right)+\\&+\vec{e}_y\left(HG_{1,0}\sin\left(\omega t\right)+HG_{0,1}\cos\left(\omega t\right)\right).\end{aligned}$$

Введем обозначения

$$\cos\alpha = \frac{HG_{1,0}}{\sqrt{HG_{1,0}^2 + HG_{0,1}^2}} \quad \sin\alpha = \frac{HG_{0,1}}{\sqrt{HG_{1,0}^2 + HG_{0,1}^2}}. \tag{9}$$

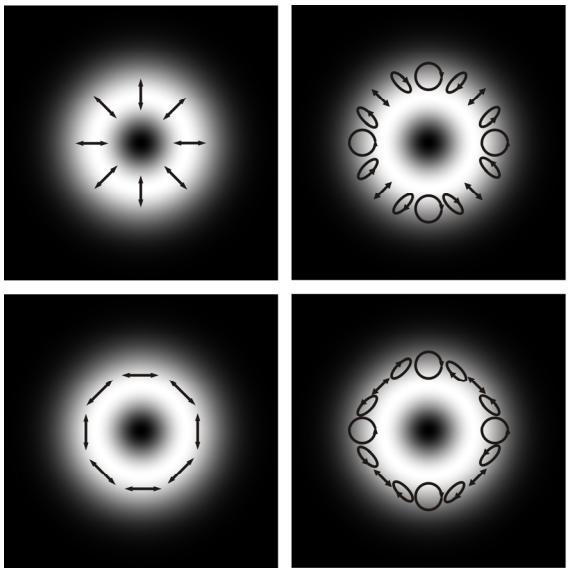
Используя (9), получим

$$\vec{R}_{AT} = \sqrt{HG_{0,1}^2 + HG_{1,0}^2}\left[\cos(\omega t - \alpha)\vec{e}_x + \sin(\omega t + \alpha)\vec{e}_y\right]$$
$$tg\alpha = \frac{HG_{0,1}}{HG_{1,0}}. \tag{10}$$

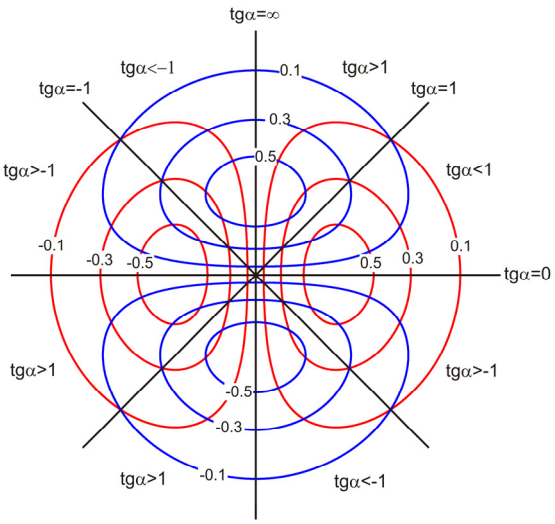
Распределение интенсивности поля (10)

$$I = \frac{1}{T}\int_0^T\left[\left(R_{AT}^{(x)}\right)^2 + \left(R_{AT}^{(y)}\right)^2\right]dt = HG_{1,0}^2 + HG_{0,1}^2$$

изображено на рисунке 3, а. Как видно, при астигматическом преобразовании пучка с радиальной поляризацией интенсивность поля сохраняется, но распределение поляризации согласно (10) изменяется. Пучки Эрмита-Гаусса обладают структурной устойчивостью, т.е. распределение интенсивности пучков сохраняет свою форму при распространении. Так как пучок (10) является суперпозицией мод Эрмита-Гаусса, то он также будет структурно устойчивым при условии компенсации остаточного астигматизма $\exp(2ixy)$.



а)



б)

Рис. 3. а) астигматическое преобразование пучка с радиальной поляризацией (верхний ряд) и пучка с азимутальной поляризацией (нижний ряд). б) амплитудные изолинии мод Эрмита Гаусса $HG_{0,1}$ (синие) и $HG_{1,0}$ (красные) и значение величины $tg\alpha$.

Поляризация в каждой точке результирующего пучка определяется значением величины $tg\alpha$ (рисунок 3, б). В точках, где $tg\alpha = 0$ ($HG_{0,1}(x,y) = 0$) или $tg\alpha = \infty$ ($HG_{1,0}(x,y) = 0$) поле соответственно имеет левую и правую круговую поляризацию. Если $tg\alpha = \pm 1$ ($HG_{0,1}(x,y) = \pm HG_{1,0}(x,y)$), поляризация поля линейная. Угол, который составляет вектор напряженности электрического поля с осью OX, равен соответственно $\pm\pi/4$. Для произвольного значения $tg\alpha$ с помощью (10) можно получить следующее уравнение для траектории, которую описывает конец вектора электрической напряженности в данной точке поля с течением времени:

$$\left(R_{AT}^{(x)}\right)^2 + \left(R_{AT}^{(y)}\right)^2 - 2R_{AT}^{(x)}R_{AT}^{(y)}\sin 2\alpha = I\cos^2 2\alpha \qquad (11)$$

Это уравнение эллипса, главная ось которого составляет угол $\pi/4$ с осью OX для точек, где $\sin 2\alpha > 0$, и $-\pi/4$ для точек, где $\sin 2\alpha < 0$. Направление движения конца вектора электрической напряженности определяется $tg\alpha$. Если $tg\alpha > 1$ и $tg\alpha < -1$, конец вектора напряженности двигается по часовой стрелке (правая эллиптическая поляризация), $tg\alpha < 1$ и $tg\alpha > -1$ - против часовой (левая эллиптическая поляризация). Общая картина поляризации пучка представлена на рисунке 3, а (верхний ряд).

В случае астигматического преобразования азимутально поляризованной моды (2б) аналогичные рассуждения приводят к полю

$$\vec{A}_{AT} = \sqrt{HG_{1,0}^2 + HG_{0,1}^2}\left[\cos(\omega t + \alpha)\vec{e}_x + \sin(\omega t - \alpha)\vec{e}_y\right] \qquad (12)$$

Легко видеть, что форма распределения интенсивности поля также сохраняется. Структура поляризации изображена на рисунке 3 (нижний ряд).

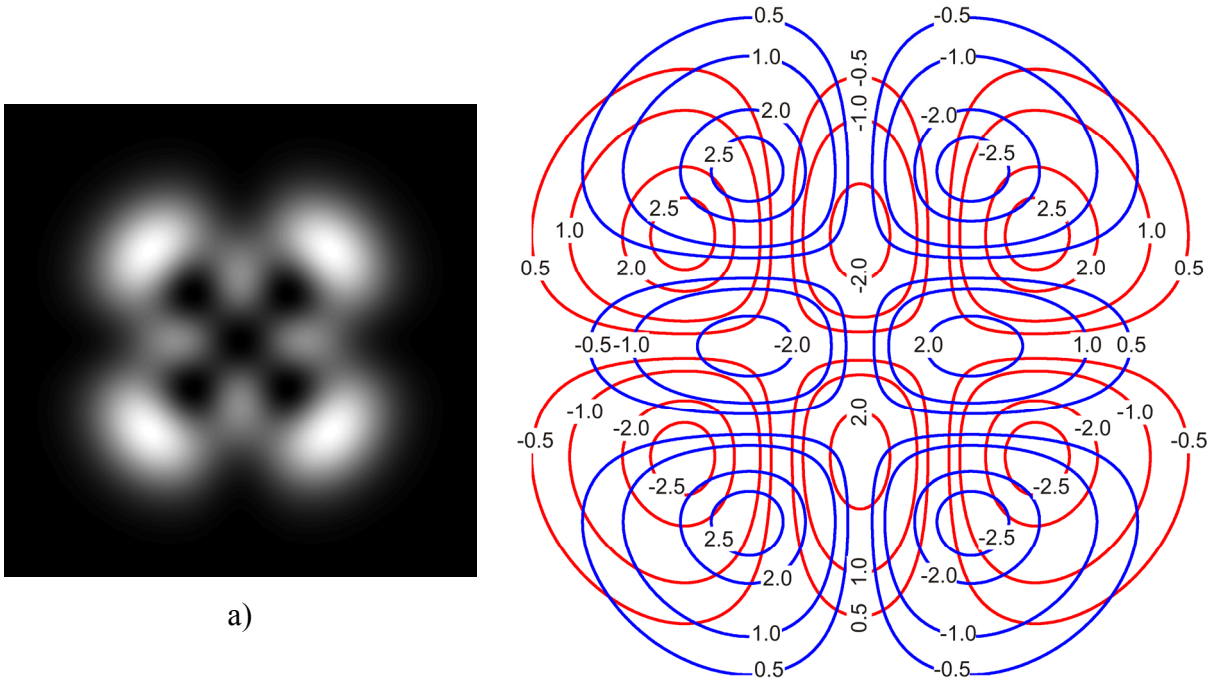
Поля с радиальной и азимутальной структурами поляризации можно так же получить при интерференционном сложении мод Лагерра-Гаусса вида $LG_{n,\pm 1}$ [3, 8]. Рассмотрим случай

$$\vec{R} = LG_{1,1}\left(\vec{e}_x - i\vec{e}_y\right)e^{i\omega t} + LG_{1,-1}\left(\vec{e}_x + i\vec{e}_y\right)e^{i\omega t}. \qquad (13)$$

В результате астигматического преобразования (4) получаем

$$AT\left(\vec{R}\right) = \sqrt{HG_{1,2}^2 + HG_{2,1}^2}\left[\cos(\omega t - \alpha)\vec{e}_x + \sin(\omega t + \alpha)\vec{e}_y\right]$$
$$tg\alpha = \frac{HG_{12}}{HG_{21}}. \qquad (14)$$

Интенсивность поля (14) показана на рисунке 4, а. В данном случае после астигматического преобразования форма распределения интенсивности изменяется. Данный результат можно обобщить на случай произвольного значения $n>1$. Система амплитудных изолиний мод HG_{12} и HG_{21} показана на рисунке 4, б. С ее помощью можно определить значение величины $tg\alpha$ каждой точке и тем самым охарактеризовать поляризацию пучка.



а) б)

Рис. 4 а) интенсивность радиально поляризованного пучка (14) после астигматического преобразования. б) амплитудные изолинии мод Эрмита-Гаусса $HG_{1,2}$ (синие) и $HG_{2,1}$ (красные)

В работе [9] на основе матриц Джонса рассмотрено преобразование структуры поляризации пучка с радиальной поляризацией при его прохождении через фазовую четверть волновую пластинку. Если ось пластинки ориентирована под углом $-\pi/4$, то поле такого пучка может быть описано выражением

$$\vec{R}_{\lambda/4} = E(r)\left[\cos\left(\omega t - \frac{\pi}{4} - \varphi\right)\vec{e}_x + \sin\left(\omega t - \frac{\pi}{4} + \varphi\right)\vec{e}_y\right],$$
$$E(r) = E_0 r \exp\left(-r^2\right), \quad \varphi = arctg\left(\frac{y}{x}\right). \qquad (15)$$

Можно показать, что прохождение азимутально поляризованного пучка через фазовую четверть волновую пластинку, ось которой ориентирована под углом $\pi/4$, приводит к полю

$$\vec{A}_{\lambda/4} = E(r)\left[\cos\left(\omega t + \frac{\pi}{4} + \varphi\right)\vec{e}_x + \sin\left(\omega t + \frac{\pi}{4} - \varphi\right)\vec{e}_y\right]. \qquad (16)$$

Структуры поляризации полей (15) и (10), (16) и (12) полностью эквивалентны друг другу. Следовательно, астигматическое преобразование пучков с радиальной и азимутальной поляризацией аналогично прохождению данных пучков через четверть волновые пластинки.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследовано изменение структуры пучков с радиальной и азимутальной поляризацией при астигматическом преобразовании. Показано, что астигматическое преобразование изменяет распределение поляризации. В случае, когда радиально (азимутально) поляризованный пучок представим в виде суммы мод Лагерра-Гаусса $LG_{0,1}(x,y)$ и $LG_{0,-1}(x,y)$, распределение интенсивности пучка сохраняется. При разложении исходного поля на сумму мод Лагерра-Гаусса $LG_{n,\pm1}$ $(n>1)$ интенсивность поля в результате астигматического преобразования изменяется. Показано, что воздействие астигматического преобразования на пучки с радиальной и азимутальной поляризацией эквивалентно их прохождению через четверть волновые пластинки с определенной ориентацией осей.

Работа выполнена при поддержке ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» (Государственный контракт № 14.740.11.0063) и гранта Президента Российской Федерации для поддержки молодых российских ученых - кандидатов наук 16.120.11.3965-МК.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Tidwell S.C., Ford D.H., Kimura W.D. Generating radially polarized beams interferometrically // Appl. Opt. 1990, V. 29, No. 15, P. 2234-2239.

2. Tidwell S.C., Kim G.H., Kimura W.D. Efficient radially polarized laser beam generation with a double interferometer // Appl. Opt. 1993, V. 32, No. 27 P. 5222-5229.

3. Zhan Q. Cylindrical vector beams: from mathematical concepts to applications // Advances in Optics and Photonics, 2009, V. 1, P. 1–57.

4. Nesterov A.V., Nizev V.G., Sokolov A.L. Transformation problem for radiation with radial polarization // Optics and Spectroscopy, 2001, V. 90, No. 6, P. 923–927.

5. Tovar A.A. Production and propagation of cylindrically polarized Laguerre–Gaussian laser beams // J. Opt. Soc. Am. A, 1998, V. 15, No. 10, P. 2705-2711.

6. Abramochkin E., Volostnikov V. Beam transformations and nontransformed beams // Optics Communications, 1991, V. 83, No. 1-2, P. 123-135.

7. Абрамочкин Е.Г., Волостников В.Г. Современная оптика гауссовых пучков. М.: Физматлит, 2010, 184 с.

8. Maurer C., Jesacher A., Fürhapter S., Bernet S., Ritsch-Marte M. Tailoring of arbitrary optical vector beams // New Journal of Physics, 2007, V. 9 (78), P. 1-20.

9. Lerman G.M., Stern L., Levy U. Generation and focusing of hybridly polarized vector beams // Optics Express, 2010, V. 18, No. 26, P. 27650-27656.

СОДЕРЖАНИЕ

Студенческая секция 3
Баранцев К.А., Литвинов А.Н., Матисов Б.Г. Динамика населенностей в двойных туннельно-связанных квантовых ямах с замкнутым контуром возбуждения..... 3
Афанасьев К.Н., Кишкин С.А. Голографический метод формирования спиральных пучков 9
Чабушкин А.Н., Рябочкина П.А., Малов А.В., Ушаков С.Н. Исследование спектрально-люминесцентных свойств кристаллов стабилизированного диоксида циркония, активированных ионами TM^{3+} 16
Таскина Л.А., Тимченко Е.В.Применение оптических методов для контроля растений при внешнем воздействии 23
Булавин Н.Н., Козлов Н.П. Компенсационный датчик волнового фронта на основе эффекта Тальбота 32
Чехонина С.В. Исследование плазмон-поляритонного резонанса методом трансфер-матриц..... 40
Мусатова Е.С., Малов А.Н., Сетейкин А.Ю. Кристаллографическая регистрация результатов лазерного облучения биоорганических жидкостей 47
Савичева И.С. Плазмонный резонанс в квазистатическом приближении 53
Малышев М.С. Определение вероятности образования колебательно возбужденных молекул в реакции димольного взаимодействия синглетного кислорода 60
Бабаев О.Г., Паранин В.Д. Трехэлектродный электрооптический дефлектор градиентного типа с линейным распределением управляющего электрического поля 67
Макаров В.И., Васильченко С.Ю., Лощенов В.Б. Применение нанофотосенсибилизатора фталоцианина алюминия в биомедицине..... 75

Литвинова Д.В., Никифорова Ю.А. Динамика атомного перепутывания в моделях с двухфотонными переходами 82
Дарма И.В. Динамика трехуровневых атомов во внешних полях и квантовый хаос 89
Тимошина П.А., Агафонов Д.Н., Виленский М.А., Тучин В.В., Александров Д.А., Кулешов В.А., Скороход А.А. Применение метода спекл-капилляроскопии для мониторинга состояния микроциркуляции в поджелудочной железе крысы при исскуственно вызванном панкреонекрозе ... 98
Торбин А.П., Азязов В.Н. Гетерогенная рекомбинация атомов йода в кислородно-йодном лазере 106
Инсапов А.С. Ослабление солнечной энергии видимого диапазона в атмосфере за счет индуцированного столкновениями молекул кислорода поглощения излучения .. 113
Куликова М.В., Кочубей В.И. Синтез и оптические свойства наночастиц оксида железа для фотодинамической терапии 118
Митрошенков Д.С., Усков С.С. Разработка программного обеспечения для экспериментов по обработке поверхностей с использованием устройств Standa 8MT175-50 125
Секция аспирантов и молодых специалистов 131
Козлова Е.С. Численное решение волнового уравнения для моделирования распространения электромагнитного излучения в планарном волноводе с переменным коэффициентом преломления 131
Павлов П.В., Малов А.Н., Петров Н.В., Ружников А.В. Метод определения параметров шероховатости поверхности оптически непрозрачных деталей воздушного судна при зондировании спиральными пучками излучения 138
Стафеев С.С. Формирование фокуса с субволновым диаметром и увеличенной глубиной с помощью бинарного аксикона 145
Чернышова Е.А., Чернышов А.К. Идентификация формы спектральной линии с помощью вейвлет-анализа 152

Иванов А.А. Разработка технологии поиска изображений по содержанию на основе облачных вычислений 158
Щербаков Е.М., Южаков А.В., Баум О.И. Оптический метод диагностики структурных изменений при неразрушающем лазерном воздействии на биологические ткани 166
Тучин А.О. Немарковская релаксация и спектры излучения двухуровневых атомов 173
Гришанова Е.В. Синтез математической модели амплитудного оптоволоконного датчика перемещений рефлектометрического типа 180
Братченко И.А., Захаров В.П. Математическая модель взаимодействия оптического излучения с многократно рассеивающими флуоресцирующими средами 187
Попов Е.Н., Решетов В.А. Трёхимпульсное некогерентное фотонное эхо и квантовая память 195
Сергеев Р.Н., Харчикова Ю.В. Мобильный цифровой спекл-интерферометр с непрерывным лазером для регистрации полей деформационных перемещений и дефектоскопии конструкционных материалов 202
Качалов Д.Г. Расчет и оптимизация радиально-симметричных квантованных ДОЭ для формирования «световой бутылки» .. 209
Зотеева О.В. Формирование матриц оптических вихрей с помощью Астигматического преобразования 216
Буцких В.А. Применение слепого разделения сигналов для подавления шумов спеклов в лазерной триангуляции 225
Краснов В.В., Черёмхин П.А. Метод измерения модуляционной передаточной функции оптических систем с использованием амплитудных масок с постоянными спектрами мощности 232
Щербина В.В., Бородин М.В., Смычков С.А. Формирование и исследование планарных волноводных и периодических доменных структур в кристаллах ниобата лития 237

Кренц А.А., Анчиков Д.А. Решетки вихрей в широкоапертурных лазерах 245
Волкова Е.К., Кочубей В.И. Люминесценция и фосфоресценция наночастиц сульфида кадмия 252
Черёмхин П.А., Краснов В.В. Создание методики измерения шумовых характеристик и радиометрической функции фото - и видеокамер 259
Попков И.И., Черепко Д.Ю. Цепочно-образный пучок с сингулярностью волнового фронта 266
Венцлавович Т.Э., Казакевич В.С. Исследование причины нелинейного поведения импульсов излучения электроионизационного CO-лазера (CO-ЭИЛ) 273
Казакевич П.В., Яресько П.С., Сараева И.Н. Влияние процесса фрагментации на получение Au наночастиц при лазерной абляции в различных жидкостях 281
Кривонос М.С., Попов Ю.М. Особенности двухчастотной генерации в Nd:YLF-лазере при неоднородной продольной накачке 289
Воронцов Е.Н., Волостников В.Г., Котова С.П. Астигматическое преобразование пучков с радиальной и азимутальной поляризацией 296