# “ОПТИКА-2009”

ТРУДЫ ШЕСТОЙ МЕЖДУНАРОДНОЙ КОНФЕРЕНЦИИ
МОЛОДЫХ УЧЕНЫХ И СПЕЦИАЛИСТОВ

САНКТ-ПЕТЕРБУРГ

19-23 октября 2009

Санкт-Петербург

2009

ББК 63.3
Т78
УДК 882

Оптика-2009. Труды шестой международной конференции молодых ученых и специалистов “Оптика-2009”. Санкт-Петербург, 19-23 октября 2009. / Под ред. проф. В.Г. Беспалова, проф. С.А. Козлова. СПб: СПбГУ ИТМО, 2009. 440 с., ил.

ПРИОРИТЕТНЫЕ НАЦИОНАЛЬНЫЕ ПРОЕКТЫ «Образование»

ПОБЕДИТЕЛЬ КОНКУРСА ИННОВАЦИОННЫХ ОБРАЗОВАТЕЛЬНЫХ ПРОГРАММ ВУЗОВ

Данная книга содержит труды шестой международной конференции молодых ученых и специалистов “Оптика-2009”, Санкт-Петербург, 19-23 октября 2009 года. В книге представлены работы молодых ученых и специалистов, посвященные проблемам современной оптики, в том числе по нелинейной и когерентной оптике, оптическому приборостроению, оптическим материалам и технологиям, физической оптике, спектроскопии, физике лазеров и лазерным технологиям, оптике и образованию, а также по терагерцовой оптике и оптическим метаматериалам, фотонным кристаллам и наноструктурам.

ISBN 978-5-7577-0340-4 ББК 63.3

© Авторы, 2009
© Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики, 2009

# VI МЕЖДУНАРОДНАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ МОЛОДЫХ УЧЕНЫХ И СПЕЦИАЛИСТОВ «ОПТИКА–2009»

**Санкт – Петербург, Россия,**
***19 – 23 октября 2009 года***

Шестая международная конференция молодых ученых и специалистов «Оптика-2009» продолжает традицию проведения регулярных встреч студентов, бакалавров, магистров, аспирантов, обучающихся по оптическим и смежным направлениям, исследователей и конструкторов новой техники и технологий не старше 35 лет.

**Организаторы конференции:**

Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики;
Оптическое общество им. Д. С. Рождественского;
Государственный оптический институт им. С. И. Вавилова, Санкт-Петербург;
Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова;
Санкт-Петербургский государственный университет;
Физико-техническим институтом им. А. Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург;
ОАО "ЛОМО", Санкт-Петербург.

Конференция проводится при участии Оптического общества Америки (OSA), Международного общества по оптической технике (SPIE) и Международной комиссии по оптике (ICO).

**Председатель конференции:** В.Н. Васильев (СПбГУ ИТМО)
**Председатель программного комитета:** Е.Б. Александров (ФТИ, Санкт-Петербург)
**Заместители председателя программного комитета:** В.П. Кандидов (МГУ), С.А. Козлов (СПбГУ ИТМО)
**Ученый секретарь:** В.Г. Беспалов (СПбГУ ИТМО)

## ПРОГРАММНЫЙ КОМИТЕТ

| | |
|---|---|
| А.В. Баранов (СПбГУ ИТМО)<br>Г.Н. Герасимов (СПбГУ ИТМО)<br>И.П. Гуров (СПбГУ ИТМО)<br>И.Ю. Денисюк (СПбГУ ИТМО)<br>И.А. Забелина (ООР)<br>В.А. Зверев (Секция «Оптика» РАН)<br>А.М. Желтиков (МГУ)<br>Ю.Л. Колесников (СПбГУ ИТМО)<br>О.Г. Косарева (МГУ)<br>Н.Д. Кундикова (ЮУрГУ, Челябинск)<br>С.М. Латыев (СПбГУ ИТМО)<br>Ю.Т. Мазуренко (СПбГУ ИТМО)<br>А.И. Маймистов (МИФИ, Москва)<br>В.А. Макаров (МГУ)<br>В.О. Никифоров (ЛОМО)<br>Н.В. Никоноров (СПбГУ ИТМО)<br>А.В. Павлов (СПбГУ ИТМО)<br>Л.В. Поперенко (Киев, Украина) | Н.Н. Розанов (НПК ГОИ, Санкт-Петербург)<br>С.В. Сазонов (РНЦ «Курчатовский институт», Москва)<br>В.В. Самарцев (КФТИ, Казань)<br>Д.И. Стаселько (СПбГУ ИТМО)<br>В.И. Строганов (ДВГУПС, Владивосток)<br>А.П. Сухоруков (МГУ)<br>А.Л. Толстик (Минск, Беларусь)<br>А.С. Трошин (РПГУ, Санкт-Петербург)<br>А.В. Федоров (СПбГУ ИТМО)<br>А.Н. Фурс (Минск, Беларусь)<br>А.С. Чирцов (СПбГУ)<br>С.М. Шандаров (ТУСУР, Томск)<br>А.П. Шкуринов (МГУ)<br>С.А. Шленов (МГУ)<br>Ю.Г. Якушенков (МГУГиК, Москва)<br>Т.П. Янукович (Минск, Беларусь) |

*Организационный комитет конференции:*

Бруй Евгения Борисовна
Козлова Наталия Дмитриевна,
Буяновская Елизавета Михайловна,
Мохнатова Ольга Александровна

# УСТНЫЕ ДОКЛАДЫ

# СЕКЦИЯ 1. НЕЛИНЕЙНАЯ И КОГЕРЕНТНАЯ ОПТИКА

## ГЕНЕРАЦИЯ КЛАСТЕРНЫХ ЧЕТЫРЕХМОДОВЫХ КВАНТОВЫХ СОСТОЯНИЙ МЕТОДАМИ НЕЛИНЕЙНОЙ ОПТИКИ

Беляева О.В., Чиркин А.С.
Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, Москва, Россия

В последнее время в квантовой нелинейной оптике значительное внимание исследователей привлекают многомодовые перепутанные квантовые состояния, в том числе кластерные состояния. Перепутывание между несколькими модами лежит в основе ряда предложенных схем квантовой связи и квантовых вычислений, схем коррекции ошибок и распределения секретного ключа [1].

В настоящей работе будут представлены результаты исследования квантовых свойств четырехмодовых состояний непрерывных переменных, генерируемых в нелинейно-оптических связанных взаимодействиях, включающих четыре процесса преобразования частоты вниз. Сначала показано, что связанные параметрические процессы могут быть осуществлены в кристаллах с апериодической модуляцией нелинейности [2]. Рассматриваемый нами процесс содержит четыре параметрических процесса, причем накачками служат основное излучение задающего генератора и его вторая и третья гармоники. При этом параметрически генерируемые частоты одновременно участвуют в двух параметрических процессах. Установлено, что данный тип взаимодействия может быть источником четырехчастотных перепутанных состояний. Схематически рассматриваемую квантовую перепутанность можно представить в виде квадратного кластера. Каждый узел представляет собой полевую моду, а линии, соединяющие узлы, соответствующие нелинейные связи мод.

Исследованы статистические и корреляционные свойства перепутанных состояний: рассчитаны средние числа фотонов, дисперсии чисел фотонов, глауберовские корреляционные функции 2-го, 3-го и 4-го порядков генерируемых полей. Для анализа использовалось представление Гейзенберга. Показано, что при малых длинах взаимодействия поле имеет неклассический характер. Обнаружено, что чем выше порядок корреляционной функции, тем больше величина корреляции при одинаковых значениях параметров.

Выполнены расчеты ковариационной матрицы квадратурных компонент. Применение разработанного в [3] критерия, позволило сделать вывод о том, что генерируемое четырехчастотное поле является несепарабильным, т.е. в исследуемом процессе формируется четырехчастотное перепутанное состояние. Найдены условия

на нелинейные коэффициенты связи волн, при которых формируется кластерное состояние.


1. Физика квантовой информации [Под ред. Д.Баумейстера, А.Экерта, А.Цайлингера], М.: Постмаркет, 2002.
2. А.А. Новиков,А.С. Чиркин, ЖЭТФ, 133, 483 (2008).
3. L. M. Duan, G. Giedke, J. I. Cirac, and P. Zoller, Phys. Rev. Lett., 84, 2722 (2000).


# ОСОБЕННОСТИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ СО СРЕДОЙ И РАСПРОСТРАНЕНИЯ УЛЬТРАКОРОТКИХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ В КВАНТОВЫХ НЕЛИНЕЙНЫХ СРЕДАХ


Гуляев А.В., Тихонова О.В.

Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В.Скобельцына (НИИЯФ МГУ), Москва, Россия



В данной работе исследовалось распространение предельно коротких лазерных импульсов в модельной нелинейной двухуровневой среде методом совместного численного решения самосогласованной системы нестационарного уравнения Шредингера и волнового уравнения за рамками часто используемых приближений. Обнаружены эффекты сильного искажения первоначальной формы импульса, исследованы динамика поляризационного отклика среды и возможность уширения спектра лазерного импульса.


Быстрый прогресс в развитии лазерных технологий привел к возможности генерации ультракоротких лазерных импульсов высокой интенсивности и длительностью вплоть до одного оптического цикла[1]. Такие импульсы представляют практический интерес с точки зрения различных физических приложений, в том числе, они могут быть использованы для исследования и контроля динамики различных квантовых атомно-молекулярных систем с высоким пространственно-временным разрешением, а также для получения информации о характеристиках среды в экспериментах типа "pump-probe"[2]. В этой связи оказывается важной и актуальной проблема исследования распространения таких импульсов в линейных и нелинейных средах [3].

Главной особенностью импульсов длительностью в один - два оптических цикла является широкий временной спектр (вплоть до средней по спектру частоты), что делает принципиально невозможной отстройку от резонансов в характеристиках среды. Неадиабатический характер нарастания электрического поля в таком импульсе приводит к возможности возбуждения медленно-затухающей остаточной поляризации на собственных частотах среды и, как следствие, к чрезвычайно интенсивному взаимодействию между полем импульса и средой, инициирующему сильные искажения первоначальной формы импульса. Более того, неадиабатический характер взаимодействия приводит к отсутствию линейной связи между полем импульса и поляризационным откликом среды, что обуславливает существование нелинейных эффектов даже при сравнительно небольших интенсивностях. Как следствие, традиционные подходы, описывающие распространение импульсов, как в линейных, так и в нелинейных средах, являются неправомерными в случае

рассмотрения импульсов ультракороткой длительности и требуют нового осмысления. В частности, дисперсионное расплывание импульса не может быть описано в низших порядках теории дисперсии, неприменимым оказывается также и приближение медленно меняющихся амплитуд [4]. Невозможным становится разложение поляризационного отклика по степеням вынуждающего поля.

В данной работе исследовалось распространение предельно короткого лазерного импульса в модельной нелинейной двухуровневой среде методом совместного численного решения самосогласованной системы нестационарного уравнения Шредингера для рассматриваемой квантовой системы и волнового уравнения для процесса распространения импульса за рамками вышеупомянутых приближений. Показано, что определяющую роль для характера взаимодействия импульс-среда играют остаточные населенности уровней среды, которые задают наличие остаточной поляризации. Остаточная поляризация интенсивно взаимодействует со спектральными компонентами импульса, находящимися вблизи собственных частот среды. Обнаружены эффекты искажения временного и пространственного профиля импульса. Исследовано влияние отстройки центральной части спектра импульса от собственной частоты среды на процесс распространения импульса. Обнаружена возможность уширения спектра импульса даже при малых начальных интенсивностях, что приводит к эффективному укорочению импульса при распространении в среде.

Исследовано распространение импульса в средах с неоднородными начальными заселенностями среды.

Тезисы доклада основаны на материалах исследований, проведенных в рамках грантов РФФИ №06-02-16278, 09-02-00317, гранта Президента РФ НШ №133.2008.2

1. P.Agostini, L.F.DiMauro *Rep. Prog. Phys.* **67** p 813 (2004)
2. Th.Ergler, A.Rudenko, B.Feurstein et al *Phys. Rev. Lett.* **95** 093001 (2005)
3. V.P.Kandidov, O.G.Kosareva, I.S.Golubtsov et. al. *Appl. Phys. B* **77** p 149 (2003)
4. С.А. Козлов, П.А. Петрошенко, *Письма в ЖЭТФ.* **76** В.4 стр. 241-245 (2002)
5. L.Allen, J.H.Eberly, *Optical Resonance and Two-level Atoms* (Dover, New York,1987)

## К ВОПРОСУ ОБ УПРАВЛЕНИИ КОЛЕБАТЕЛЬНО-ВРАЩАТЕЛЬНОЙ ДИНАМИКОЙ МОЛЕКУЛ

Шмелев А.Г., Леонтьев А.В., Никифоров В.Г., Сафиуллин Г.М., Лобков В.С.
Казанский Физико-Технический Институт им. Е.К. Завойского
Казанский Научный Центр РАН, Казань, Россия

Экспериментально исследована возможность управления колебательно-вращательной динамикой молекул с помощью многоимпульсной последовательности фемтосекундных лазерных импульсов. Контроль состояния молекул осуществлялся методом регистрации сверхбыстрого время-разрешённого оптического эффекта Керра с применением оптического гетеродинирования (OKE-OHD).

Нерезонансная время разрешенная спектроскопия с регистрацией сверхбыстрого оптического эффекта Керра (ОЭК) является одним из эффективных методов исследования молекулярной динамики [1]. Суть данного метода заключается в наведении линейно поляризованным фемтосекундным импульсом (накачка) нестационарной анизотропии среды. Спустя заданное время после накачивающего импульса состояние среды зондируется слабым пробным импульсом. Регистрируемый в эксперименте сигнал обусловлен изменением поляризации пробного импульса на выходе из образца и является результатом нелинейного отклика среды на действие накачивающего поля. Нелинейный отклик среды формируется за счет откликов низкочастотных комбинационно-активных колебательно-вращательных молекулярных мод, а также отклика электронной гиперполяризуемости молекул [1,2]. В статье [3] было показано, что данный метод можно использовать для селективной спектроскопии молекулярной динамики, когда с помощью нескольких накачивающих импульсов некоторые моды подавляются, а некоторые усиливаются. Однако для того чтобы научиться селективно подавлять и усиливать колебательно-вращательные моды требуется экспериментально найти вещества и определить параметры как накачивающих так и зондирующего импульса. В данной работе были исследованы хлороформ, ацетонитрил, бензонитрил, диметилсульфоксид и другие вещества на предмет обнаружения хорошо заметных колебательно-вращательных мод с близкими частотами и был проведён поиск параметров импульсов для селективного подавления и усиления мод.


1. D.McMorrow, W.T.Lotshaw, G.A.Kenney-Wallace, *IEEE J.Quant. Electron.*, **24**, 443-454, (1988).
2. T.Steffen, J.T.Fourkas, K.Duppen, *J. Chem. Phys.*, **105**, №17, 7364-7382, (1996).
3. С.А.Моисеев, В.Г.Никифоров, *Квант. Электрон.*, **34**, 1077-1082, (2004).


# НЕЛИНЕЙНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ СОНАПРАВЛЕННЫХ ФЕМТОСЕКУНДНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ СО СПЕКТРАМИ В ОБЛАСТИ АНОМАЛЬНОЙ ГРУППОВОЙ ДИСПЕРСИИ СРЕДЫ


Булеев А.А., Медвинский Д.А.,Бахтин М.А.

Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия



Рассмотрено нелинейное взаимодействие сонаправленных фемтосекундных лазерных импульсов, спектры которых лежат преимущественно в области аномальной групповой дисперсии среды. Показано, что режим взаимодействия в этом случае существенно отличается от режима взаимодействия импульсов со спектрами в области нормальной групповой дисперсии.


Недавние исследования по нелинейному взаимодействию двух спектральных суперконтинуумов выявили ряд особенностей этого процесса. Так, например, в работах[1, 2] было показано, что в результате такого взаимодействия может формироваться регулярная последовательность фемтосекундных импульсов с

частотой повторения 10-50 ТГц, и спектр этой последовательности имеет выраженную квазидискретную структуру. В работах[1, 2] исследовалось взаимодействие импульсов с центральными длинами волн 390 нм и 780 нм в стандартном волноводе из кварцевого стекла, т.е. спектр обоих импульсов преимущественно находился в области нормальной групповой дисперсии среды. В настоящей работе рассматривается взаимодействие импульсов, спектр которых лежит в области аномальной групповой дисперсии. Известно[3], что в области аномальной групповой дисперсии кварцевого стекла возможно существование солитоноподобных структур. В работе показано, что процесс столкновения двух импульсов может быть использован для генерации солитонов.

Для исследования столкновения импульсов из малого числа колебаний и с разным спектральным составом в настоящей работе нами выбран подход, основанный на анализе непосредственно поля излучения. Основное уравнение, описывающее динамику поля линейно поляризованного излучения в однородных и изотропных прозрачных средах с дисперсией и нерезонансной электронной нелинейностью, можно записать в виде[4]:

$$\frac{\partial E}{\partial z} + \frac{N_0}{c}\frac{\partial E}{\partial t} + a\frac{\partial^3 E}{\partial t^3} - b\int_{-\infty}^{t} E d\tau + gE^2\frac{\partial E}{\partial t} = 0 \quad , \qquad (1)$$

где $E$ – напряженность электрического поля излучения; $z$ – направление, вдоль которого оно распространяется; $t$ – время; $N_0$, $a$, $b$ – параметры среды, описывающие дисперсию ее линейного показателя преломления, $g$ – характеристика среды, связанная с ее коэффициентом нелинейного показателя преломления $n_2$ выражением $g=2n_c/c$ ; $c$ - скорость света в вакууме.

На основе численного моделирования уравнения (1) рассмотрим столкновение импульсов с центральными длинами волн: $\lambda_1=2\pi c/\omega_1=2500$ *нм;* $\lambda_2=2\pi c/\omega_2=1250$ *нм;* длительностями $\tau_1=\tau_2=30$ *фс;* интенсивностями на входе в среду $I_1=I_2=10^{12}$ *Вт/см*$^2$ и временной задержкой $\Delta\tau=80$ *фс* в кварцевом стекле, у которого: $N_0=1.4508$; $a=2.7401\cdot10^{-44}$ *с*$^3$*/см*; $b=3.9437\cdot10^{17}$ *1/(с·см)*; $n_2=2.9\cdot10^{-16}$ *см*$^2$*/Вт*.

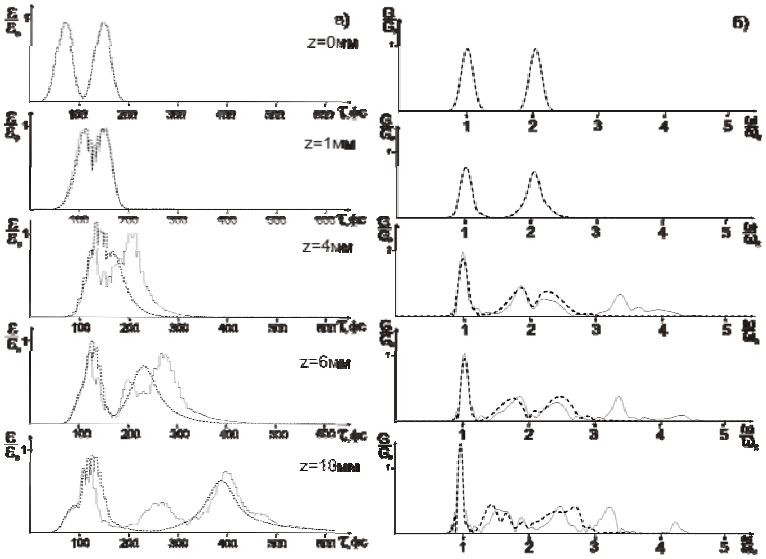



**Рис. 1**. Динамика а) огибающей электрического поля взаимодействующих импульсов $\varepsilon(z, t)$, нормированной на максимум входной амплитуды $\varepsilon_0$, и б) спектральной плотности

формирующейся полевой структуры, $|G(z,\omega)/G_0|$ для импульсов с входными интенсивностями $I_1=I_2=10^{12}$ *Вт/см*$^2$ в волокне из кварцевого стекла.

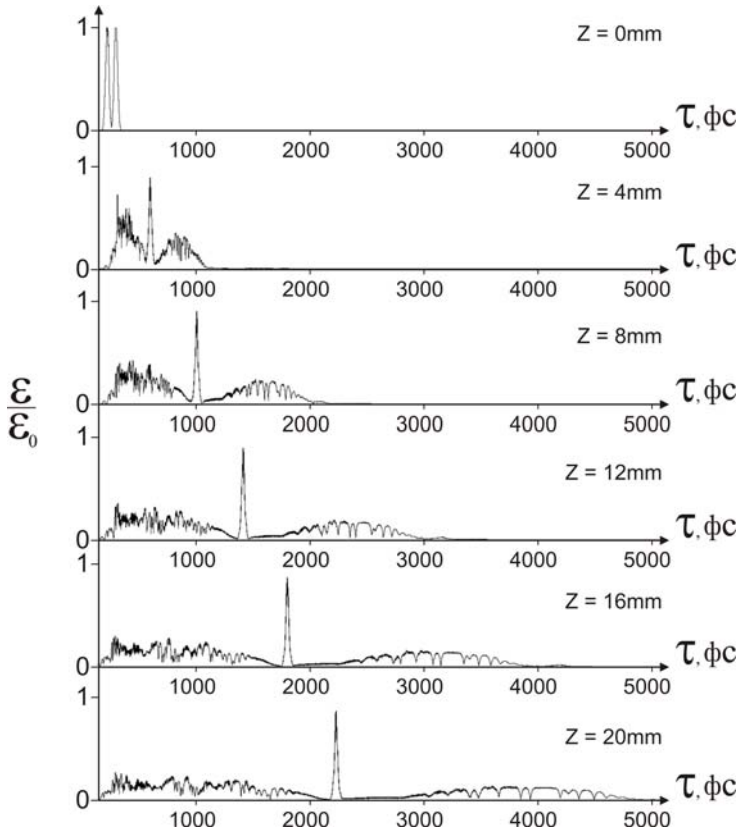



**Рис. 2.** Динамика огибающей электрического поля взаимодействующих импульсов с входными интенсивностями $I_1=I_2=10^{13}$ *Вт/см*$^2$ в волокне из кварцевого стекла.

На Рис. 1 приведены результаты расчета динамики взаимодействия импульсов в кварцевом стекле (сплошная линия). Для наглядности на этом рисунке изображены временные огибающие импульсов $\varepsilon(z,t)$, соединяющие максимальные значения электрического поля излучения, эволюция которого рассчитывалась по уравнению[1]. Для того чтобы отделить эффекты, проявляющиеся в результате взаимодействия, от эффектов самовоздействия импульсов, для сравнения на графике приведен результат сложения (интерференции) импульсов прошедших то же самое расстояние в нелинейной среде, но по разным каналам, и сведенным только на выходе из нелинейной среды (пунктирная линия). Справа на Рис. 1 приведена динамика спектральной плотности взаимодействующих импульсов. Если сравнивать эти результаты с результатами полученными при исследовании взаимодействия импульсов в области нормальной групповой дисперсии[1], можно видеть, что в области аномальной групповой дисперсии эффект генерации «комбинационных» частот проявляется в большей степени по сравнению со случаем нормальной групповой дисперсии. Также можно видеть, что в отличие от взаимодействия импульсов в области нормальной групповой дисперсии, в данном случае взаимодействие не приводит к образованию последовательности импульсов, а приводит к разделению всей полевой структуры на три выделенных образования.

На Рис. 2 приведены результаты расчета динамики взаимодействия импульсов с большими интенсивностями, нежели в эксперименте, отражённом на Рис. 1. Интенсивности импульсов при этом брались равными $I_1=I_2=10^{13}$ *Вт/см*$^2$, остальные

параметры были сохранены. На данном рисунке можно наблюдать появление и распространение ярко выраженной солитонообразной структуры.

В работе изучены сценарии нелинейного взаимодействия фемтосекундных импульсов, спектр которых лежит в области аномальной групповой дисперсии. В отличие от области нормальной групповой дисперсии, при слиянии спектров взаимодействующих импульсов не наблюдается квазидискретный спектральный суперконтинуум, типичный для случая нормальной групповой дисперсии. При этом в стандартном волокне из кварцевого стекла при таком взаимодействии существенно усиливается генерация излучения на «комбинационных» частотах в районе четвертой гармоники по сравнению со случаем нормальной групповой дисперсии. Таким образом, можно утверждать, что сценарии взаимодействия импульсов со спектрами в области аномальной групповой дисперсии существенно отличаются от сценариев взаимодействия импульсов со спектрами в области нормальной групповой дисперсии. Также были исследованы солитонообразные структуры, получаемые в результате такого взаимодействия. Показано, что подобный метод генерации солитонов дает простой способ управления их выходными параметрами за счёт изменения временной задержки между исходными импульсами.

1. Бахтин М.А., Козлов С.А., Шполянский Ю.А. Сценарии взаимодействия фемтосекундных лазерных импульсов с различными спектральными составами в объемном кварцевом стекле. – Оптический журнал, 2007, т. 74, №11, с. 24-29
2. Бахтин М.А., Козлов С.А. Формирование последовательности сверхкоротких сигналов при столкновении импульсов из малого числа колебаний светового поля в нелинейных оптических средах. – Оптика и спектроскопия, 2005, Т. 98, N 3, с. 425 430.
3. Кившарь Ю.С., Агравал Г.П. Оптические солитоны. М.: Физматлит, 2005. 647 с.
4. Козлов С.А., Сазонов С.В. Нелинейное распространение импульсов длительностью в несколько колебаний светового поля в диэлектрических средах. – ЖЭТФ, 1997, Т.111, В.2, С.404-418.

## НЕЛИНЕЙНЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ НА ПЕРИОДИЧЕСКИХ ДОМЕННЫХ СТРУКТУРАХ, СФОРМИРОВАННЫХ ЭЛЕКТРОННЫМ ЛУЧОМ В КРИСТАЛЛАХ Y-СРЕЗА НИОБАТА ЛИТИЯ

Бородин М.В., Щербина В.В.
Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники, Томск, Россия

Представлены результаты исследований эффекта генерации второй гармоники на периодических поляризованных доменных структурах, сформированных при локальных дискретных облучениях электронами поверхности Y-среза ниобата лития. Синтезированные структуры визуализировались и оценивались оптическим методом. Экспериментально получена волноводная генерация второй оптической гармоники с эффективностью 8.8%.

Планарные оптические волноводы $LiNbO_3$:Ti формировались высокотемпературной диффузией пленки титана, полученной вакуумным термическим напылением, при температуре 1050 $^0$C в воздушной атмосфере на подложках конгруэнтного ниобата лития *Y*-среза, имеющих толщину 1 мм и поперечные размеры 10x20 мм$^2$ по осям *Z* и *X*, соответственно. Они обеспечивали распространение вдоль оси *x* кристалла TE-мод, от двух на длине волны λ=1064 нм до пяти при λ=526.5 нм. Для ввода и вывода лазерного излучения с λ=526.5, 532, 633, 1053 и 1064 нм использовались призмы из рутила. Из измерений эффективных показателей преломления было получено, что для ГВГ при накачке с λ=1053 нм и взаимодействии $TE_1+TE_1 \rightarrow TE_1$ в режиме фазового квазисинхронизма необходима доменная структура с периодом 7 мкм.

Для создания ППДС электронным пучком использовалась программа НаноМэйкер и растровый электронный микроскоп JSM-840A. Структуры формировались при нанесении серий периодических локальных облучений при энергии луча в 25 кэВ, период структур составлял 7 мкм, а размеры 700x700 мкм$^2$, как в нелегированных кристаллах ниобата лития *Y*-среза, так и в планарных волноводах $LiNbO_3$:Ti. Они располагались вдоль оси *x* в несколько рядов, в одних из которых движение электронного луча при синтезе происходило в направлении +*z*, а в других – в направлении –*z*.

Установлено, что оптическая однородность структур определяется направлением движения электронного луча при их синтезе. Планарные ППДС хорошо визуализировались методом микроскопии генерации второй гармоники (ГВГ) [1] при засветке *Y*-поверхности образца пучком лазерного излучения (λ =1053 нм) с длительностью импульсов 10 нс и энергией 200 мкДж. Изображение ППДС наблюдалось на длине волны 526.5 нм с противоположной стороны образца с помощью микроскопической системы.

Качество ППДС, сформированных в образце $LiNbO_3$:Ti, оценивалось при распространении слабого волноводного пучка вдоль ряда структур. Структуры, синтезированные при движении луча в направлении –*z*, обладали дискретной структурой доменных решеток, что приводило к сильному рассеянию света в *m*-линию для возбуждаемых волноводных и в излучательные моды и к хорошей визуализации ППДС, наблюдаемых в оптический микроскоп. При движении электронного луча во время синтеза в направлении +*z*, такие виды рассеяния были значительно ослаблены.

Максимальная эффективность ГВГ, составляющая 8.8%, была получена для процесса $TE_1+TE_1 \rightarrow TE_3$ при накачке лазерными импульсами с длительностью 10 нс и λ=1053 нм в ППДС с высокой однородностью, однако эти структуры очень слабо визуализировать при ГВГ. Напротив, при малой эффективности ГВГ на структурах с плохой однородностью они хорошо визуализируются (рис. 1). Кроме того, на данных структурах наблюдалась ГВГ по механизму Вавилова-Черенкова (рис. 2).

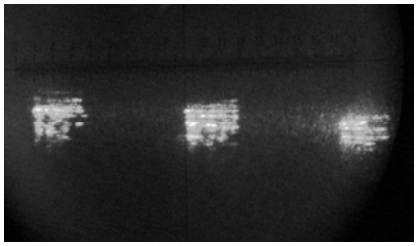


**Рис. 1**. Визуализация ПДС при ГВГ. Рассеяние в излучательные моды

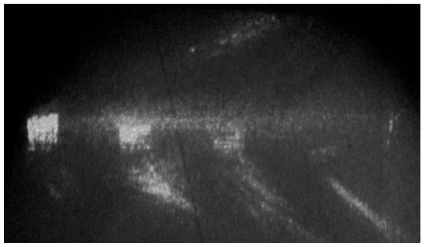


**Рис. 2.** ГВГ по механизму Вавилова-Черенкова в излучательные моды подложки

Исследования доменных структур методом селективного химического травления и расчеты интегралов перекрытия показали, что наблюдаемый экспериментально максимум эффективности для процесса генерации $TE_1+TE_1 \rightarrow TE_3$ связан с тем, что процессы переполяризации электронным пучком происходят в исследованных волноводах $LiNbO_3$:Ti на глубине ~8 мкм.

Таким образом, были проведены экспериментальные исследования по генерации второй гармоники на периодических доменных структурах в волноводе $LiNbO_3$:Ti. Теоретический анализ позволил оценить по полученному максимуму эффективности ГВГ для процесса $TE_1+TE_1 \rightarrow TE_3$ глубину локализации ПДС.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 08-02-99023-р_офи) и программы «Развитие научного потенциала высшей школы (2009-2010 годы)». Авторы благодарят Л.С. Коханчик за изготовление ПДС.

1. E. Soergel. Visualization of ferroelectric domains in bulk single crystals. *Appl. Phys. B* **81**, 729-752, (2005).

# ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА МЕТАЛЛОДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ОДНОМЕРНЫХ ДИФРАКЦИОННЫХ РЕШЕТОК СУБВОЛНОВОГО ПЕРИОДА

С.А. Кузнецов, А.Н. Калиш, В.И. Белотелов, А. Венгурлекар*
Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
**Tata Institute of Fundamental Research, Mumbai, India

Исследованы экспериментально и теоретически оптические свойства металло – диэлектрических дифракционных решеток сложного профиля. Показано, что большинство особенностей спектров пропускания и отражения может быть объяснено аномалиями Вуда: плазмон-поляритоны и аномалии Релея-Вуда. Результаты моделирования хорошо согласуются с данными эксперимента.

Несмотря на то, что еще с середины 20-го века проводят исследования прохождения света через перфорированные структуры, до сих пор осталось много не разъясненных и спорных вопросов. Так, возбуждением плазмон - поляритонов, в разных источниках объясняют либо как минимум, либо максимум оптического прохождения. Новая волна интереса к подобным структурам вызвана недавно возникшей возможностью создавать наноструктурированные материалы.

В данной работе изучены оптические свойства металло - диэлектрических одномерных дифракционных решеток. Рассмотренный тип решеток изготавливают с помощью травления дорожек с периодом 660 нм на поверхности диэлектрической подложки (кремний), после чего сверху напылен металл (золото). Экспериментально получены зависимости коэффициента прохождения через структуру от длины волны при различных углах падения[1].

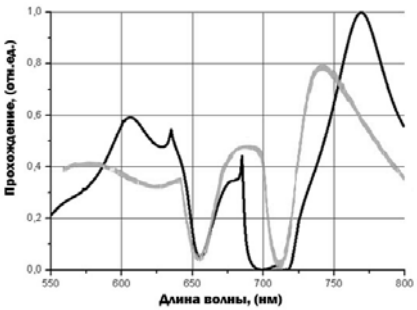



Рис. 1. **Сравнение численного расчета с экспериментом**

В работе проведены численные расчеты спектров и распределений электромагнитных полей. При этом использован метод связанных Фурье – мод (RCWA). Достигнуто хорошее соответствие результатов моделирования и эксперимента (рис.1.). Экспериментальные и расчетные спектры объяснены возбуждением аномалий Релея-Вуда и поверхностных плазмон – поляритонов на различных границах решетки.

Исследовано влияние различных параметров решетки на оптические спектры. При этом выявлено, что угол наклона стенок решетки существенно влияет на оптические спектры. Обнаружена и объяснена независимость величины прохождения от направления распространения электромагнитного излучения через металло – диэлектрическую решетку.

Работа поддержана РФФИ (09-02-92671 07-02-01445, 07-02-92183, 08-02-00717), и грантом НШ-671.2008.2.

1. Arvind S. Vengurlekar. // OPTICS LETTERS, 2008, Vol. 33, No. 15, 1669-1671.

## МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПЕРИОДИЧЕСКИХ МЕТАЛЛО-МАГНИТНЫХ СИСТЕМ

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

Институт общей физики РАН им. А.М. Прохорова, Москва, Россия

*Институт систем обработки изображений РАН, Самара, Россия

Рассматриваются магнитооптические свойства системы, состоящей из металлической решетки и магнитной однородной пленки. Исследуются все возможные случаи ориентации намагниченности. Резонансные особенности в спектрах магнитооптических эффектов объясняются в терминах возбуждения собственных волн системы.

В последние годы одним из основных направлений фотоники является поиск сред, позволяющих эффективно управлять свойствами света, проходящего через них или отраженного от них. Примером сред, привлекающих в связи с этим интерес, являются структуры, состоящие из одного или нескольких слоев, обладающие периодичностью в одном или двух направлениях и содержащие металл. В таких системах при определенный условиях возбуждаются поверхностные плазмон-поляритоны[1-3], которые определяют особенности оптического отклика системы, а также приводят к локализации энергии электромагнитного поля вблизи границы металл-диэлектрик, что позволяет усиливать взаимодействие свет-вещество. Если система содержит магнитные материалы, то следствием возбуждения плазмонных волн является усиление магнитооптических эффектов, связанных как с модуляцией интенсивности света, так и с преобразованием его поляризации.

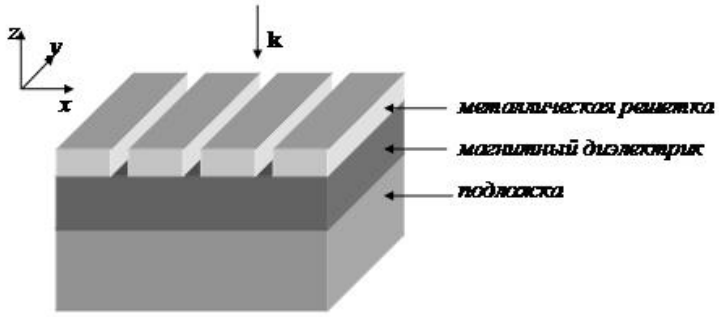



**Рис. 1.** Рассматриваемая магнитоплазмонная система

В работе рассматриваются магнитооптические свойства магнитоплазмонных двуслойных систем, состоящих из металлической решетки, перфорированной периодической системой щелей, и однородной магнитной диэлектрической пленки (рис. 1). Свет падает со стороны металлической решетки в плоскости xz. Рассматриваются три случая ориентации намагниченности: вдоль осей x, z и y соответственно (направления осей показаны на рис. 1).

В случае, когда намагниченность диэлектрического слоя направлена вдоль оси x, в системе проявляется магнитооптический эффект, выражающийся в резонансном изменении интенсивности отраженной и прошедшей волн при изменении намагниченности. Относительное изменение интенсивности при определенных условиях может достигать 100%.

Если намагниченность направлена вдоль оси z, то имеет место эффект Фарадея, заключающийся в повороте плоскости поляризации прошедшей и отраженной волн. В рассматриваемых структурах эффект Фарадея имеет резонансные особенности двух типов, проявляющихся в пиках и провалах в спектре. Путем подбора геометрических параметров возможно достижение большого значения угла Фарадея, превышающее величину угла Фарадея для однородной пленки без нанесения металлической решетки, при достаточно высоком оптическом пропускании.

При намагниченности диэлектрического слоя, направленной вдоль оси y, спектр оптического отражения имеет резонансные особенности, обусловленные наличием намагниченности, в чем заключается магнитооптический экваториальный эффект Керра.

В работе проводится численное исследование указанных магнитооптических эффектов и дается объяснение их особенностей в терминах возбуждения собственных волн системы. Пусть на структуру (рис. 1) падает плоская волна, которая взаимодействует с металлической решеткой и порождает один или несколько дифракционных порядков. При определенном соотношении периода решетки и толщины магнитного слоя, дифракционные порядки возбуждают в магнитном слое волноводные моды, которые во многом определяют оптические и магнитооптические свойства таких структур. Строго говоря, моды в диэлектрическом слое квазиволноводные, поскольку одна из стенок волновода неоднородна и перфорирована системой щелей. Более того, так как одна из стенок волновода металлическая, то при определенных условиях также возбуждается плазмон-поляритонная волна, которая вместе с квазиволноводной модой магнитного слоя образует сложную собственную волну системы. При распространении по такому волноводу электромагнитные волны частично рассеиваются на щелях в

металле, и энергия уходит в дальнюю зону, что и формирует прошедшее через структуру поле.

Описанные явления привлекают большой интерес в связи с возможными применениями в интегральной оптике и сенсорах магнитного поля.

Работа поддержана РФФИ (проекты 07-02-01445, 07-02-92183, 08-02-00717, 09-02-01028) и грантом НШ-671.2008.2.

1. T.W. Ebbesen, H.J. Lezec, H.F. Ghaemi, T. Thio, P.A. Wolff, *Nature*, 391, 667-669, (1998).
2. P. Lalanne, J.P. Hugonin, J.C. Rodier, *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.*, 7, 422-426, (2005).
3. M.M.J. Treacy, *Phys. Rev. B*, 66, 195105 1-11, (2002).

## ФОРМИРОВАНИЕ, СУПЕРПОЗИЦИЯ И ДИФРАКЦИЯ ВИХРЕВЫХ ОПТИЧЕСКИХ ПУЧКОВ

Казак Л.А., Толстик А.Л.
Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь

Исследованы схемы получения сингулярных (вихревых) световых пучков с различными топологическими зарядами при использовании специально синтезированных оптических транспарантов. Рассмотрены особенности преобразования волнового фронта при суперпозиции оптических вихрей, проанализирована устойчивость сингулярных пучков при их распространении и дифракции на амплитудных и фазовых решетках.

В настоящее время, из всего многообразия пучков с различными амплитудно-фазовыми профилями большое внимание уделяется световым пучкам с винтовыми возмущениями волнового фронта (фазовой сингулярностью). Повышенный интерес обусловлен с необычными свойствами таких пучков (оптических вихрей), позволяющими их использовать для оптической передачи информации, захвата и манипуляции микрообъектами, включая микрочастицы и отдельные молекулы. Особенностью сингулярных пучков является наличие на волновом фронте особой точки – винтовой дислокации, в которой амплитуда световых колебаний обращается в ноль, а фаза не определена. Вследствие этого волновой фронт становится единой поверхностью со специфической винтовой структурой. Основным свойством винтовой дислокации является то, что при обходе вокруг нее в поперечном сечении светового пучка, фаза изменяется на $2\pi l$, где $l$ – величина топологического заряда. В зависимости от знака $l$ винтовые дислокации разделяют на положительные (правые) и отрицательные (левые).

В работе проанализированы схемы формирования, взаимодействия и контроля характеристик сингулярных пучков с различными топологическими зарядами. Рассмотрены вопросы преобразования волнового фронта при суперпозиции вихревых пучков и экспериментально исследована дифракция оптических вихрей на амплитудных и фазовых дифракционных решетках.

На начальном этапе исследований разработаны и компьютерно синтезированы оптические транспаранты при прохождении которых гауссов пучок преобразуется в сингулярный, с заданной величиной топологического заряда. Отработана методика

генерации таких пучков с использованием амплитудных и фазовых транспарантов и проведена адаптация к реальным экспериментальным условиям. Наряду с использованием специально синтезированных транспарантов для получения пучков с большими значениями топологического заряда использованы схемы дифракции во второй и более высокие порядки.

Для исследования топологических характеристик оптических вихрей использовался интерферометр Маха-Цендера, в одно из плеч которого помещался оптический транспарант. Показано, что при интерференции сингулярного пучка с плоской волной образуется характерная вилка, причем по количеству разветвлений можно определить величину топологического заряда. В то же время, при использовании сферической волны (при установке в одно из плеч интерферометра линзы) интерференционная картина представляла собой спирали, количество которых характеризует величину топологического заряда, а направление закручивания – его знак.

Для исследования суперпозиции сингулярных пучков в оба плеча интерферометра помещались транспаранты, преобразующие гауссов пучок в сингулярный необходимого топологического заряда. Показано, что при интерференции сингулярных пучков, интерференционная картина является характерной, для сингулярного пучка, топологический заряд которого равен разности зарядов исходных пучков. Также происходит разворот характерной вилки одного пучка при его интерференции на краю другого пучка (рис.1).

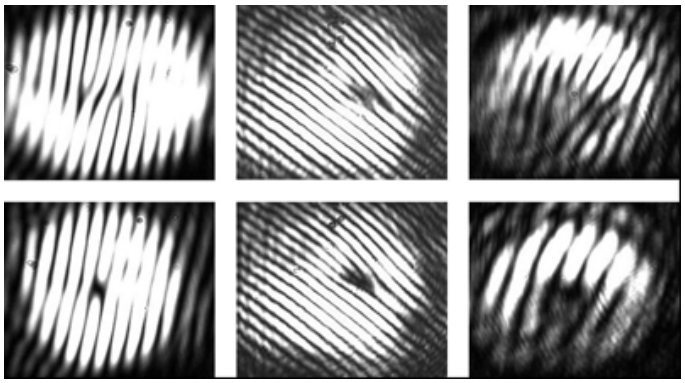


**Рис. 1.** Суперпозиция сингулярных пучков с различным топологическим зарядом

Определены условия, при которых оптические вихри высокого порядка проявляют неустойчивость и распадаются на вихри с меньшим топологическим зарядом, при этом общий топологический заряд пучка сохраняется. Установлено, что при распространении сингулярных световых пучков в нелинейных средах диапазон их устойчивого распространения существенно уменьшается. Имеет место модуляция волнового фронта светового пучка за счет нелинейного изменения коэффициента поглощения и показателя преломления, в результате чего могут формироваться пространственно локализованные структуры по периметру светового пучка.

Для рассмотрения дифракции сингулярных пучков, в интерферометр Маха-Цендера на пути оптического вихря устанавливалась амплитудная или фазовая дифракционная решетка. При дифракции на амплитудной решетке, структура дифрагированных пучков не изменяется (рис.2). Таким образом, возможно достаточно качественное мультиплицирование оптических вихрей и создание пучков со сложной пространственной структурой в виде комбинации винтовых дислокаций волнового фронта.

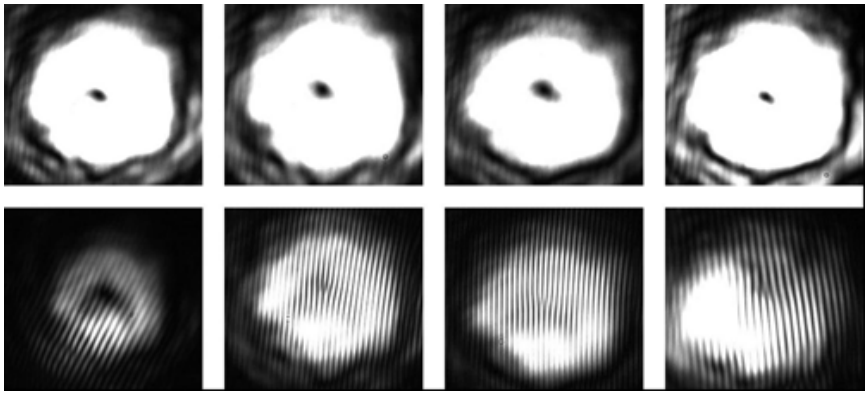


**Рис. 2.** Структура сингулярного ручка после дифракции на амплитудной решетке (слева направо увеличение порядка дифракции от 0 до 3)

В то же время при использовании фазовых дифракционных решеток, пространственная структура пучка сильно изменялась, однако характерная вилка на интерференционной картине и, следовательно, топологические заряды пучков в различные порядки дифракции одинаковы и равны заряду исходного сингулярного пучка (рис.3).

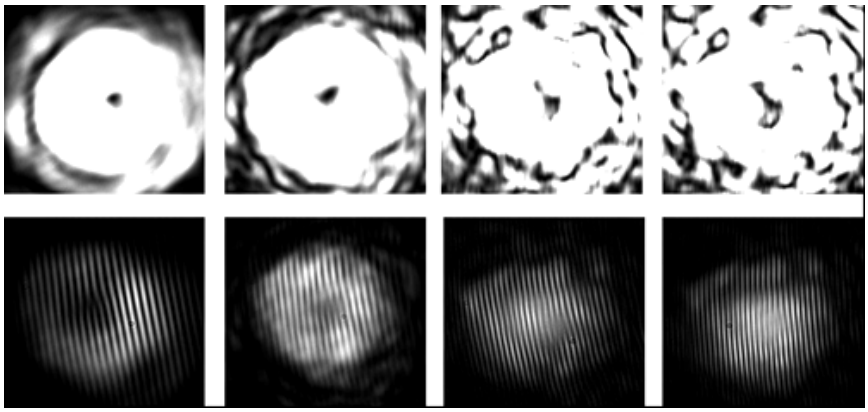


**Рис. 3.** Дифракция сингулярных пучков на фазовой решетке (слева направо исходный пучок, увеличение порядков дифракции от 0 до 2)

Таким образом, в работе проанализированы схемы получения сингулярных световых пучков с различными топологическими зарядами, исследована их устойчивость при распространении и дифракции. Показано, что нелинейное взаимодействие существенно уменьшает диапазон устойчивого распространения оптических вихрей высокого порядка. При суперпозиции двух вихревых оптических пучков с различными топологическими зарядами картина интерференции зависит от разности значений топологических зарядов обоих пучков, причем при интерференции одного сингулярного пучка на краю другого имеет место поворот интерференционной картины. Продемонстрировано сохранение топологического заряда при дифракции оптических вихрей на амплитудных и фазовых решетках.

# ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРОННОЙ И СПИНОВОЙ ДИНАМИКИ В 2DEG МЕТОДАМИ МАГНИТООПТИЧЕСКОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

Иванин К.В., Леонтьев А.В., Лобков В.С., Pugzlys A.*,Rizo P.J.*, van Loosdrecht P.H.M. *
Казанский физико-технический институт им. Е.К.Завойского КНЦ РАН, Казань, Россия
*MSCplus, University of Groningen, Groningen, The Netherlands

Проведены время разрешенные оптические исследования по зондированию и контролю спиновой и зарядовой динамики в гетероструктуре GaAs/AlGaAs. Если для n-GaAs g-фактор оказался равным −0,44, то для 2DEG в присутствии магнитного поля отчетливо видно наличие двух различных g-факторов, которые соответствуют двум типам электронов. Полученные значения (−0,44 и −0,39) соответствуют данным для 2D и 3D электронов. Определены времена релаксации электронов и дефазировки спинов в присутствии магнитного поля.

Реализации мечты о спинтроники требует не только полного понимания, как создать спиновый ток в функциональных устройствах, но также понимания, за счет каких процессов спиновая информация теряется, как это связано со степенью свободы электронов. Выбранный объект (2DEG) показывают очень высокую подвижность зарядов и спинов, большое время релаксации и дефазировки.

Электронно-спиновая динамика была исследована методом времяразрешенного эффекта Керра (TRKR). Эта методика чувствительна к изменению спин-поляризованных зарядов. Импульс накачки с круговой поляризацией способствует возбуждению неодинакового количества электронов с спином «вверх» и «вниз» в зоне проводимости полупроводника. Впоследствии, линейно поляризованный импульс отражается от образца. Анализируя изменение в поляризации зондирующего луча, можно проследить намагничивание образца по направлению зондирующего луча.

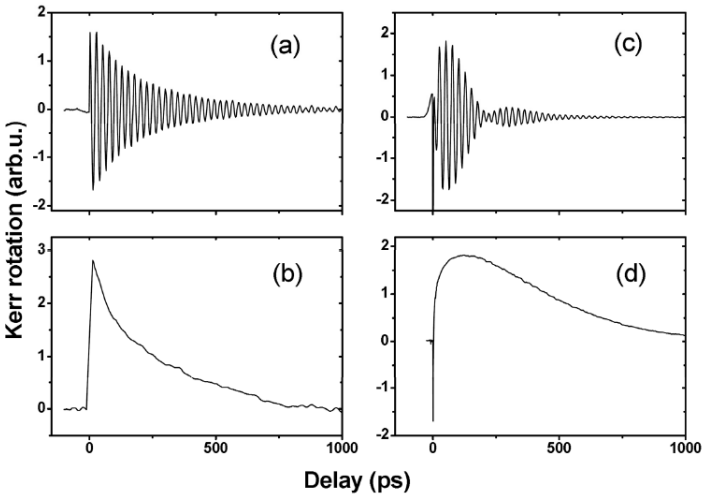



**Рис. 1**. TRKR при 4,2К n-GaAs, при 7 T(a), 0 T(b) и 2DEG при 7 T(c) и 0 T(d)

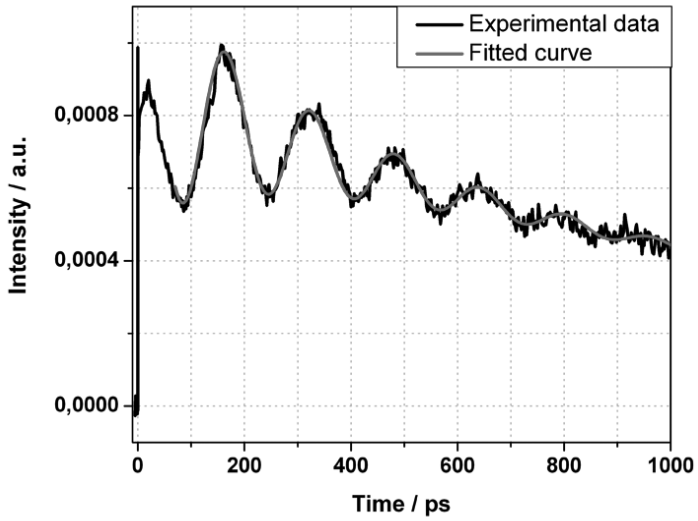



**Рис. 2**. Электрооптический эффект Керра при 4,2К в магнитном поле 1Т

При наличии магнитного поля спины, инжектированные импульсом накачки, начинают прецессировать с Ларморовской частотой, из которой можно получить значение g-фактора.

g-фактор дает важную информацию о спиновой населенности. Так, если для n-GaAs g-фактор, как и ожидалось, оказался -0,44, то для 2DEG в присутствии магнитного поля отчетливо видно наличие двух различных g-факторов, которые соответствуют двум типам спинов (электронов). Полученные значения (−0,44 и −0,39) соответствуют данным для 2D- и 3D-электронов.

Электрооптический эффект Керра во внешнем магнитном поле представляет собой вращение плоскости поляризации поля пробного луча в присутствии электрического поля, наведенного лучем накачки.

Выявлена сильная зависимость динамики спинов и электронов от мощности возбуждающего луча, аналогичная зависимость для данного образца была получена в ходе предыдущих исследований. Можно отметить, что при увеличении мощности накачки время дефазировки спинов спадает значительно быстрее, чем время фазовой памяти электронов.

## ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ЧАСТОТЫ ИЗЛУЧЕНИЯ CO-ЛАЗЕРА В НЕЛИНЕЙНЫХ КРИСТАЛЛАХ $ZNGEP_2$ И GASE

Ю.М.Андреев*, А.А.Ионин, И.О.Киняевский, Ю.М.Климачёв, А.Ю.Козлов, А.А.Котков, Г.В.Ланский*
Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Москва, Россия
*Институт мониторинга климатических и экологических систем СО РАН, Томск, Россия

Представлены экспериментальные результаты исследования удвоения частоты CO-лазера в нелинейных кристаллах высокого оптического качества $ZnGeP_2$ и GaSe. В экспериментах использовались многочастотный CO-лазер низкого давления с модуляцией добротности резонатора и селективный импульсный электроионизационный CO-лазер с криогенным охлаждением. Максимальный внешний коэффициент преобразования излучения во вторую гармонику составил 1%. Показана возможность получения дальнего ИК и терагерцового излучения с помощью генерации разностных частот линий CO-лазера в этих кристаллах.

Расширение спектра генерации газовых лазеров ИК диапазона является актуальной задачей для таких приложений, как лазерная спектроскопия, зондирование атмосферы, диагностика лазерных сред, инициирование химических реакций, разделение изотопов и других. В этой связи, особый интерес представляет преобразование частоты высокоэффективных хорошо отработанных в техническом плане лазеров на окиси углерода, излучающих в области 4.6-8.2 мкм [1], в диапазон 2.3-4.1 мкм путем генерации второй гармоники (ВГ) в нелинейных кристаллах.

Перспективным для нелинейных преобразований излучения CO-лазера является кристалл $ZnGeP_2$, называемый стандартом нелинейных кристаллов среднего ИК диапазона. В нем получено эффективное преобразование излучения $CO_2$-лазера во вторую и четвёртую гармоники [2], проведены эксперименты по генерации суммарных частот CO и $CO_2$ –лазеров [3] и удвоению частоты CO-лазеров [4].

Целью представленной работы является удвоение частоты генерации CO-лазера, как в нелинейных кристаллах $ZnGeP_2$, так и в кристаллах GaSe высокого оптического качества, обладающих целом рядом достоинств. Исследованы энергетические, временные и спектральные характеристики излучения ВГ.

Генерация ВГ излучения неселективного CO-лазера низкого давления с модуляцией добротности резонатора (МДР) в кристалле $ZnGeP_2$, толщиной 12мм, исследована при различных значениях интенсивности излучения и частоты модуляции от 30 до 200 Гц. Измерены спектральные характеристики генерации CO-лазера в режиме МДР и спектральный состав ВГ при многочастотной накачке. При накачке кристалла $ZnGeP_2$, находящегося в фиксированном положении, многочастотным излучением CO-лазера, содержащим 80 линий в области спектра 4.96-6.3 мкм, излучение удвоенной частоты содержало более 110 спектральных линий в диапазоне 2.53-2.85 мкм. Коротковолновая граница спектра удвоенной частоты CO-лазера, по сравнению с результатами работы [4], продвинута в коротковолновую область спектра с 2.65 мкм до 2.53 мкм с максимальным значением мощности вблизи длины волны 2.6 мкм.

Большее количество преобразованных по частоте линий излучения, чем число линий накачки, является следствие того, что одновременно с процессом генерации второй гармоники идёт процесс генерации суммарных частот различных пар линий излучения накачки. Это обуславливается тем, что при сложении частот излучения близких линий CO-лазера в монокристалле $ZnGeP_2$ имеет место некритичный частотный синхронизм со спектральной шириной около 200 $см^{-1}$ и тем, что угловая ширина синхронизма составляет ~$1.8^o$ при преобразовании частоты всего спектра излучения CO-лазера [4].

Длительность одиночного импульса генерации при частоте модуляции 100 Гц составляла 0.5 мкс по полувысоте, при этом лазер работал в режиме $TEM_{00}$ моды и

одной продольной моды. На рис. 1 представлена характерная осциллограмма, соответствующая наблюдению генерации второй гармоники СО-лазера при средней мощности накачки 72 мВт. Измерены энергетические характеристики излучения второй гармоники при мощности накачки, не достигающей критической мощности появления признаков поверхностного разрушения кристалла, что соответствует средней мощности излучения накачки ~100 мВт. Зависимости коэффициента преобразования излучения во ВГ и средней мощности ВГ от частоты модуляции представлены на рис. 2.

Максимальная средняя мощность излучения второй гармоники наблюдается при частоте модуляции f≈80 Гц. Коэффициент преобразования излучения во ВГ достигает своего максимального значения при f≈110 Гц. Это связано с тем, что более короткие импульсы эффективнее преобразуются во вторую гармонику из-за большей лучевой стойкости, позволяющей увеличить интенсивность накачки путем более жесткой фокусировки. При оптимальной фокусировке излучения накачки на кристалл, получен максимальный внешний коэффициент преобразования излучения СО-лазера во ВГ по средней мощности 1%. При этом внутреннюю эффективность генерации ВГ в кристалле $ZnGeP_2$, с учетом френелевских потерь на отражение от непросветленных поверхностей кристалла, можно оценить как ~2%.

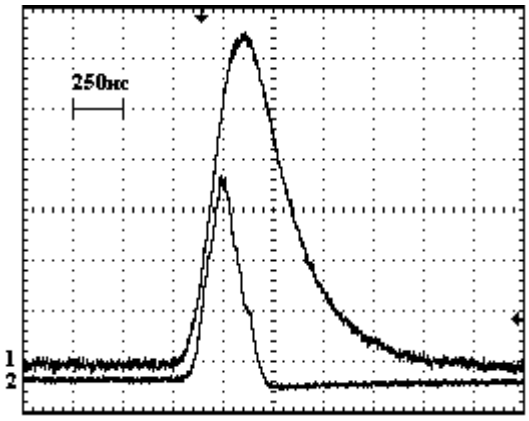



**Рис.1**. Осциллограмма импульсов излучения накачки (1) и ВГ (2). Частота модуляции 120Гц. Временное разрешение ~1 нс.

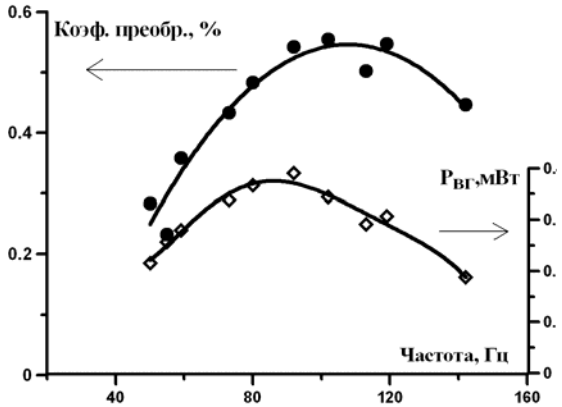



**Рис.2.** Зависимости средней мощности ВГ $P_{ВГ}$ и коэффициента преобразования излучения СО-лазера во ВГ в кристалле $ZnGeP_2$ от частоты модуляции.

Близкие результаты реализованы и при генерации ВГ излучения неселективного СО-лазера низкого давления с МДР в 5 мм кристалле GaSe.

Получена также генерация ВГ в кристалле $ZnGeP_2$ при накачке излучением импульсного селективного криогенного электроразрядного СО-лазера, работающего на переходе 9-8P(13) (длина волны ~5.31 мкм) с длительностью импульса ~50мкс.

Анализ освоения новых спектральных диапазонов излучением СО-лазеров, преобразованным по частоте, показывает возможность создания оригинального сверхширокополосного источника излучения перекрывающего весь средний ИК и терагерцовый диапазон спектра. В частности, путем генерации разностных частот (даун-конверсии) линий основной полосы излучения и обертона, возможно перекрытие диапазона ~4.0-5.0 мкм. В свою очередь, путем генерации разностных частот различных пар линий, близких по длине волны, в обеих полосах излучения СО-лазера возможно перекрытие большого участка спектра терагерцового диапазона. Следует отметить, что, при соответствующем изготовлении рабочих

элементов, генерацию всего спектра преобразованных частот можно реализовать в одном кристалле $ZnGeP_2$ или в одном кристалле GaSe. На рис.3 и 4 представлены расчетные зависимости длины волны излучения при генерации разностных частот в кристалле $ZnGeP_2$ от внешнего угла фазового синхронизма для линий обертонной и основной полосы излучения CO лазера, соответственно. Представленные зависимости рассчитаны с использованием дисперсионных уравнений из работы [5]. Углы фазового синхронизма для генерации разностных частот линий излучения основной полосы и обертона в $ZnGeP_2$ лежат в диапазоне от ~20 до ~80°, что обеспечивает генерацию терагерцового излучения на длинах волн от ~200 до ~1200 мкм. Отметим, что пределы углов фазового синхронизма перекрывают диапазоны углов фазового синхронизма для генерации ВГ $CO_2$- и CO-лазеров, а значит используемый двухцелевой кристалл $ZnGeP_2$ (четыре рабочие поверхности, по паре для генерации ВГ того и другого лазера с ориентациями θ=48.5° и 70°) позволяет без изготовления дополнительных рабочих элементов реализовать условия фазового синхронизма для генерации всего спектра терагерцового излучения доюстировкой одного используемого образца кристалла.

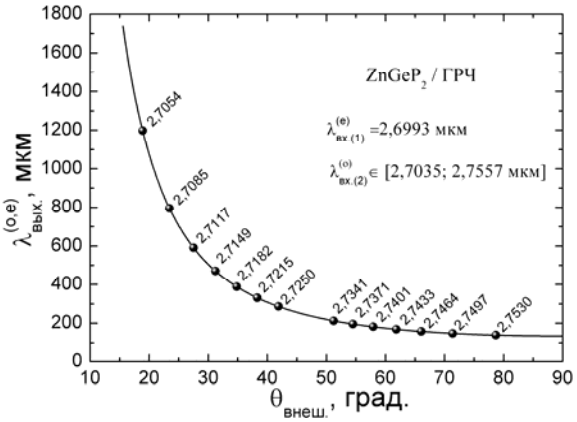



**Рис.3**. Расчетная зависимость длины волны излучения при генерации разностных частот от угла синхронизма для линий обертонной полосы излучения CO-лазера.

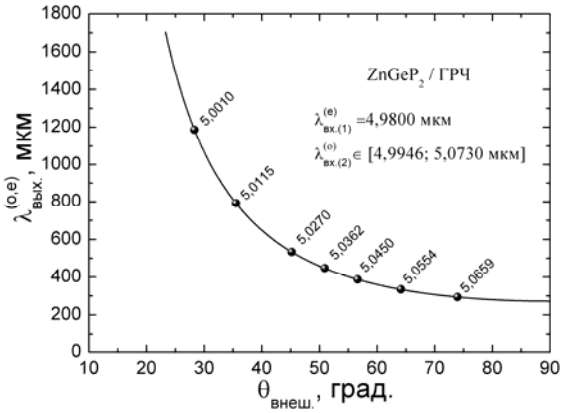



**Рис.4.** Расчетная зависимость длины волны излучения при генерации разностных частот от угла синхронизма для линий основной полосы излучения CO-лазера.

Дальнейшее повышение эффективности генерации ВГ излучения CO-лазера возможно за счет просветления кристаллов и оптических элементов, оптимизации их параметров, а также за счет формирования оптимальных параметров пучков накачки и коротких импульсов излучения, в частности, получаемых синхронизацией мод [6]. В дальнейшем предполагается использование кристаллов GaSe с модифицированными путем легирования серой, индием и теллуром физическими свойствами.


1. А.А. Ионин, Лазеры на окиси углерода с накачкой электрическим разрядом, *Энциклопедия низкотемпературной плазмы*, сер. Б, **Т 11-4**, под ред. Яковленко С.И., М., Физматлит, 740-752, (2005).
2. Ю.М. Андреев, Т.В. Ведерникова, А.А. Бетин и др., *Квантовая электроника*, **12**, №7, 1535-1537, (1985)
3. Ю.М. Андреев, В.Г. Воеводин, А.И. Грибеников, В.П. Новиков, *Квантовая электроника*, **14**, №6, 1177-1178, (1987)
4. Ю.М. Андреев, С.Н. Бовдей, П.П. Гейко, и др, *Оптика атмосферы*, **1**, №4, 124-127, (1988)

5. Г.Ч. Бчар, Л.К. Саманта, Д.К. Гхош, С. Дас, *Квантовая электроника,* **14**, №7, 1361-1363, (1987).
6. A.A. Ionin, Y.M. Klimachev, A.A. Kotkov, et al., ***Optics Communications***, **282**, 294-299, (2009).

# НАНОСТРУКТУРИРОВАНИЕ ПОВЕРХНОСТИ АЛЮМИНИЯ МОЩНЫМИ ФЕМТОСЕКУНДНЫМИ ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ

Голосов Е.В., Ионин А.А.,* Колобов Ю.Р., Кудряшов С.И.,* Лигачев А.Е.,** Макаров С.В.,*** Новоселов Ю.Н.,* Селезнев Л.В.,* Синицын Д.В.*

Белгородский государственный университет, Белгород, Россия

*Физический Институт Российской Академии Наук им. П.Н. Лебедева, Москва, Россия

**Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия

***Национальный Исследовательский Ядерный Университет «МИФИ», Москва, Россия

Получены экспериментальные данные формирования наноструктур на поверхности алюминия под действием фемтосекундных лазерных импульсов с длительностью 120 фс и длиной волны 745±15 нм.

Известно, что наноструктурированные металлы имеют оптические характеристики поверхности, которые отличаются от аналогичных характеристик поверхностей обычных металлов. Это различие обычно наблюдается с помощью различных спектроскопических методов, таких, как усиленное поверхностное Рамановское рассеяние и генерация второй гармоники. Также возникают и другие оптико-электрические эффекты, порождённые наночастицами, такие как мультифотонное поглощение и флуоресцентное возбуждение, оптическая запись информации и поверхностное резонансное плазмонное поглощение света. С другой стороны, наноструктурированные металлы представляют интерес для использования в современной области высокоэнергетических материалов, включающую в себя ракетное топливо и пиротехнику, для добавки в пластик и для порошковой металлургии.

Лазерная абляция твёрдых тел в жидкостях – это эффективный способ построения огромного количества различных наноструктур. В ситуации, когда излучение лазера с короткими импульсами (продолжительностью менее чем одна наносекунда) и поверхностной плотностью энергии, близкой к порогу плавления материала, плавит только микровыступы на поверхности образца, наноструктуры образуются очень эффективно.

В настоящей работе эксперименты по наноструктурированию поверхности механически полированного алюминия проводились в воздухе и в воде. Облучение фемтосекундными лазерными импульсами ($\lambda$ = 745 нм, $\tau$ =120 фс) производилось при различных энергиях и при разном количестве импульсов, упавших на поверхность исследуемого образца, которые варьировались в пределах 170-630 мкДж и 10-3000 импульсов, соответственно. Оптимальные условия для лазерной

микрообработки поверхности материалов были установлены в результате проведённых оптических исследований (визуализация, спектроскопия, профилометрия) воздушной плазмы, создаваемой фемтосекундными импульсами. Образцы алюминия были изучены с помощью оптического микроскопа при увеличениях 4×, 10× и 40×, а также с помощью сканирующего электронного микроскопа Quanta Fe (увеличение до 100 000×).

В результате, при разных энергиях в импульсах и при разном количестве упавших на поверхность импульсов были обнаружены наноструктурированные области (рис. 1). При энергиях 315 мкДж и 630 мкДж уже при 10 импульсах на поверхности наблюдается характерное образование пятна, окрашенного в жёлтый цвет, из-за сдвига длины волны плазмонного резонанса на наноструктурированной поверхности (поглощение в видимом и ультрафиолетовом диапазонах.).

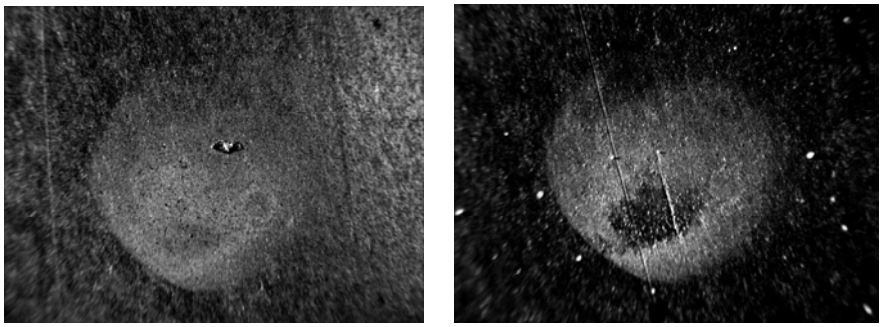


**Рис. 1.** Фотографии наноструктурированной поверхности при энергии в импульсе 630 мкДж при 100 импульсах, попавших на поверхность в воде (а) и в воздухе (б)

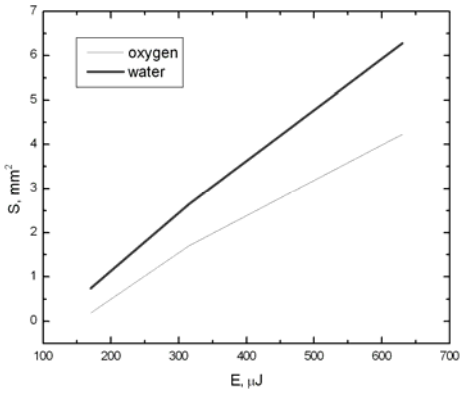



**Рис. 2.** Площадь полученных наноструктурированных областей в зависимости от энергии в импульсе. Количество импульсов 100

При дальнейшем увеличении числа упавших импульсов, происходит увеличение размеров пятна (Рис.2). Это обусловлено тем, что края импульса, имеющего гауссово распределение, при малом количестве импульсов взаимодействуют с поверхностью гораздо слабее, чем область возле центра. По этому, при накоплении упавших импульсов на выделенную область поверхности алюминия, происходит постепенное расширение наноструктурированного пятна. Из рисунка 2 видно как меняется площадь наноструктурированной области, причём площадь области, облучаемой в воде, в среднем на 50 % больше чем в воздухе. Это объясняется филаментацией и рефракцией лазерного пучка в воде.

В заключение, в настоящей работе было проведено многоимпульсное фемтосекундное лазерное нано- и микроструктурирование поверхности

полированного алюминия в оптимальном диапазоне лазерных параметров и получены образцы алюминия с наноструктурированными поверхностями.

1. E. Stratakis, V. Zorba, M. Barberoglou, C. Fotakis and G.A. Shafeev, *Nanotechnology*, **20,** 105-303, (2009)

# ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ СВЕТОВЫХ ИМПУЛЬСОВ С РЕГУЛЯРНОЙ ПОПЕРЕЧНОЙ СТРУКТУРОЙ В СРЕДЕ С КЕРРОВСКОЙ НЕЛИНЕЙНОСТЬЮ

Ефимов О.В.
Физический факультет и Международный лазерный центр Московского Государственного Университета имени М. В. Ломоносова, Москва, Россия

Численно исследован процесс возникновения филаментов из пучков с регулярной поперечной структурой. Обнаружено существенное различие в распространении пучков с различной начальной фазовой модуляцией. Разработана легко масштабируемая программа для проведения этого численного эксперимента. Рассмотрено применение полученных результатов для управления расстоянием до начала филамента.

Самофокусировка и последующая филаментация лазерных импульсов порождает множество физических процессов, имеющих как научное, так и чисто прикладное значение. В филаменте пространственно локализуется энергия импульса, возникает плазменный канал, возникновение филамента обычно сопровождается конической эмиссией, формированием излучения суперконтинуума. Это даёт новые возможности для применения лазеров в атмосферной оптике, микрооптике и некоторых других областях. Если пиковая мощность лазерного импульса в десятки или даже сотни раз превышает критическую мощность самофокусировки, то возникает множество филаментов. Из-за небольших возмущений в среде или исходном пучке на поперечном профиле возникают «горячие зоны», из которых возникают филаменты. Этот процесс несёт случайный характер и трудно поддаётся контролю, увеличивая важность исследований в этой области. Это является принципиально важным для спектроскопии FIBS [1], так как необходимо, чтобы филамент возник в нескольких метрах от исследуемого объекта, при расстоянии до земли в несколько километров, а также при применении филаментов для микромодификации оптических материалов.

В настоящей работе исследуется возможность управления расстоянием до точки возникновения филамента с помощью регуляризации поперечной структуры пучка и его фазовой модуляции. Рассматриваются пучки следующего вида:

$$E(x,y,z=0)=\exp(-\frac{x^2+y^2}{2})\cos(\alpha_m x)\cos(\alpha_m y), \quad (1)$$

$$E(x,y,z=0)=\exp(-\frac{x^2+y^2}{2})\,|\cos(\alpha_m x)\cos(\alpha_m y)|, \quad (2)$$

где постоянная $\alpha_m$ определяет масштаб поперечной структуры. Пучки, описываемые формулой (1) будем условно называться противофазными, а формулой (2) – синфазными. Поперечные координаты обезразмерены на радиус гауссовой огибающей пучка, а координата z – на рассчитанную из этого радиуса дифракционную длину.

Для исследования распространения импульсов через среду с керровской нелинейностью использовалось параболическое уравнение квазиоптики с нелинейным членом:

$$2\mathrm{i}\frac{\partial E}{\partial z} = \Delta_{\perp} E + R|E|^2 E\,. \qquad (3)$$

Возможность применения столь простого уравнение связана с тем, что остальные члены полного волнового уравнения, учитывающие дисперсию, образование плазмы и другие сопровождающие филаментацию процессы, не оказывают существенного влияния на процесс возникновения филамента, который рассматривался в работе.

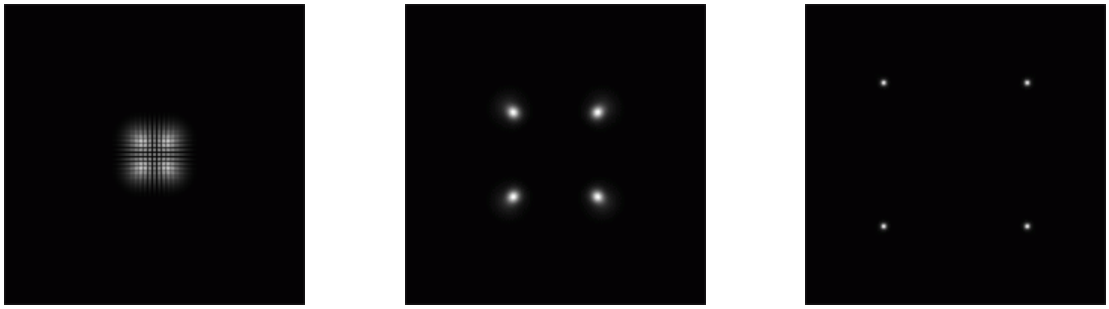
Для решения этого уравнения была разработана программа, основанная на применении метода расщепления по физическим факторам. Так, для решения линейной части уравнения (3) использовался Фурье-метод, который за счёт применения быстрого преобразования Фурье позволил эффективно использовать вычислительные мощности. Программа позволяет моделировать распространение импульса произвольной формы, а также за счёт особенностей алгоритма возможно использовать её для исследования распространения бесконечно-широких импульсов с периодической структурой. Программа реализована с применением распараллеливания по данным, что позволяет её масштабировать в широких пределах для проведения вычислений на кластерах на основе Unix-подобных ОС для любых умещающихся в память кластера массивов данных.

Проведённые расчеты показали, что распространение импульсов с синфазной и противофазной модуляцией существенно различаются. За счёт регулярной структуры и фазовой модуляции в синфазном случае пучок, изображённый на Рис. 1, собирается в один импульс (Рис. 2), а в противофазном случае распадается на четыре пучка, удаляющиеся от линии распространения исходного пучка (Рис. 3).

**Рис. 1.** Начальное распределение интенсивности.

а) б)

**Рис. 2.** Формирование филамента из синфазного пучка. а) z=0.1. б) z=0.2.



а) б) в)

**Рис. 3.** Формирование филамента из противофазного пучка. а) z=0.1. б) z=0.3. в) z=0.5.

Также было проведено исследование влияния случайных флуктуаций в начальном пучке на формирование филамента, рассматриваемое в статье [2], показавшее, что при соответствующем действительности соотношении сигнал-шум это не повлияет на характер распространения как синфазного, так и противофазного пучков.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 08-02-00517-а.

1. В.П. Кандидов, С.А. Шлёнов, О.Г. Косарева, *Квантовая электроника*, **39**, №3, 205-228, (2009).
2. С.А. Шлёнов, В.П. Кандидов, *Оптика атмосферы и океана*, **17**, №8, 630-641, (2004).

## ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ГЕНЕРАЦИИ СУПЕРКОНТИНУУМА ПРИ ФИЛАМЕНТАЦИИ ФЕМТОСЕКУНДНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ В ВОДЕ.

Скопина О.В., Дормидонов А.Е.
Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова, Физический факультет и Международный учебно-научный лазерный центр, Москва, Россия

Численным исследованием формирования излучения конической эмиссии при филаментации фемтосекундных лазерных импульсов в воде показано, что модуляция спектра импульса на плоскости (λ,θ) объясняется интерференцией излучения конической эмиссии от двух субимпульсов, образующихся при распространении импульсов в диспергтрующей среде.

При филаментации мощных фемтосекундных лазерных импульсов в среде происходит сильное изменение как пространственных, так и временных характеристик излучения, вызванное нелинейно-оптическим взаимодействием светового поля со средой[1]. Важным проявлением этих изменений является трансформация частотного-углового спектра импульса, называемая генерацией суперконтиннума и конической эмиссией[2]. Уширение частотного и углового спектров фемтосекундным излучением является результатом сильного нелинейно-оптического взаимодействия электрического поля с диспергирующей средой, которое достигается в условиях высокой локализации светового поля в пространстве и времени. Значительная длина филамента, высокая концентрация энергии, стабильность параметров на всем его протяжении создают уникальные условия для генерации суперконтинуума.

В экспериментах по филаментации в воде фемтосекундных лазерных импульсов на длине волны 800 нм обнаружено, что при высокой энергии импульса формируется филамент с плазменным каналом, фазовая самомодуляция в котором приводит к смещению спектра в голубую область и его уширению на несколько сотен нанометров. Большая серия экспериментов по генерации конической эмиссии суперконтинуума при филаментации импульсов в воде выполнена литовской группой[3]. Для импульсов на длине волны 527 нм излучения конической эмиссии, сдвинутые по частоте в голубую и красную области спектра, близки по интенсивности, формирует, т.н., Х-волны в плоскости (λ,θ). В теоретической работе [4] сделан вывод о ключевой роли материальной дисперсии в уширении спектра при филаментации импульса в конденсированной среде.

Целью настоящей работы является исследование формирования излучения конической эмиссии при филаментации в воде фемтосекундных лазерных импульсов, на разных длинах волн, в частности на длине волны 800 нм.

В численном моделировании используется уравнение для медленно меняющихся амплитуд светового поля $E(r,z,t)$, которое включает приращение показателя преломления, обусловленное керровской и плазменной нелинейностями, эффект волновой нестационарности. Материальная дисперсия описывается в соответствии с формулой Селемейера:

$$n^2 = 1{,}760 + 4{,}033 \cdot 10^{-3}\lambda - 1{,}541 \cdot 10^{-2}\lambda^2 + \frac{6{,}44 \times 10^{-3}}{\lambda^2 - 1.49 \times 10^{-2}},$$

где длина волны λ в микрометрах. Решение самосогласованной нелинейной задачи относительно $E(r,z,t)$ рассмотрено в осесимметричном приближении. Генерация лазерной плазмы при многофотонной ионизации описывается формулой Келдыша.

Рассматривается импульс с параметрами: длина волны λ=800 нм, энергия W=$0{,}54 \times 10^{-6}$ Дж, длительность импульса (по уровню 1/e) $2\tau_0$=40 фс, отношение пиковой мощности к критической P/Pкр=4,25, радиус пучка $a_0 = 7 \times 10^{-3}$ см.

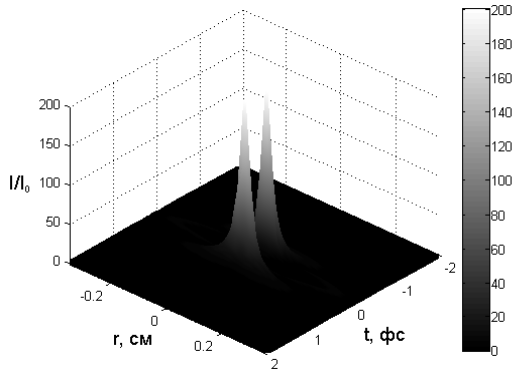



**Рис.1.** Пространственно-временное распределение интенсивности I(r,t) импульса в воде на расстоянии 0,5 см

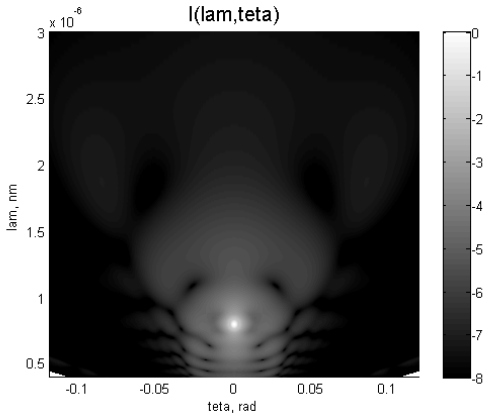



**Рис.2.** Частотно-угловой спектр импульса на плоскости (λ=lam, θ=teta)

В качестве примера на рис.1 приведено пространственно-временное распределение интенсивности в импульсе I(r,t), иллюстрирующее его распад импульса на два субимпульса при филаментации. С распространением субимпульсы расходятся по оси времени друг от друга вследствие нормальной дисперсии групповой скорости. Ширина частотного спектра импульса простирается от 0,5 мкм до 2 мкм (рис.2). На плоскости (λ,θ) в спектре существует модуляция спектральных компонент, которая объясняется интерференцией излучения конической эмиссии от двух субимпульсов, образовавшихся в результате нелинейно-оптического взаимодействия в условиях материальной дисперсии.


1.В.П. Кандидов, С.А. Шленов, О.Г.Косарева, *Квантовая электроника*, **39,** №3, 205-224, (2009)

2.J. Kasparian, M. Rodriguez, G. Mejean, et al. *Science*, **301** (5629), 61 (2003).

3.D.Faccio, A.Couairon, P.Di Trapani, *Conical waves, Filaments and Nonlinear Filamentation Optics*.:Aracne, Rome.(2007),162 P.

4. M. Kolesik, G. Katona, J.V. Moloney, E. M. Wright. *Physical Review Letters*, **91**, 043905 (2003).


## КОНИЧЕСКАЯ ЭМИССИЯ СУПЕРКОНТИНУУМА ПРИ ФИЛАМЕНТАЦИИ В ПЛАВЛЕННОМ КВАРЦЕ ФЕМТОСЕКУНДНОГО ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА


Сметанина Е.О., Дормидонов А.Е., Компанец В.О. *

Московский государственный университет им. Ломоносова, Физический факультет, Москва, Россия

* Институт спектроскопии РАН, Троицк, Россия

Экспериментально и численно исследована коническая эмиссия суперконтинуума при филаментации спектрально ограниченных коллимированных фемтосекундных лазерных импульсов в плавленом кварце КУ-1 на различных длинах волн. Обнаружен эффект расщепления непрерывной по углу конической эмиссии суперконтинуума на дискретные кольца при рефокусировке в филаменте.

Сверхуширение спектра мощных фемтосекундных лазерных импульсов при самовоздействии давно привлекает внимание исследователей[1-3]. В процессе филаментации лазерных импульсов в прозрачных диэлектриках сверхуширение частотного спектра импульса происходит одновременно с уширением его углового спектра и формированием, так называемой, конической эмиссии суперконтинуума.

В настоящей работе исследуется коническая эмиссия суперконтинуума при филаментации коллимированного фемтосекундного лазерного импульса в плавленом кварце. Экспериментально и численно анализируется формирование конической эмиссии суперконтинуума в процессе филаментации импульсов на различных центральных длинах волн.

Экспериментальные исследования конической эмиссии суперконтинуума выполнены на фемтосекундном спектроскопическом стенде, созданном в Центре коллективного пользования Института спектроскопии РАН. Данный стенд позволяет измерять частотно-угловое распределение интенсивности суперконтинуума при филаментации в конденсированных средах фемтосекундных импульсов.

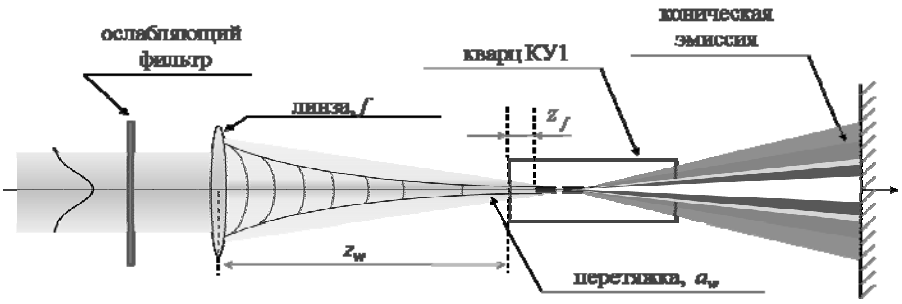



**Рис.1.** Схема экспериментальной установки для получения конической эмиссии при филаментации фемтосекундных лазерных импульсов в плавленом кварце

Эксперименты проводились с импульсами на длине волны 800 нм, длительностью 30 фс , с частотой повторения 1 кГц и энергией до 1 мДж, и с импульсами на длине волны 1300 нм, длительностью 40 фс и на частоте повторения 1 кГц, с энергией до 190 мкДж. Фемтосекундное излучение фокусировалось длиннофокусной кварцевой линзой на поверхность образца из плавленого кварца, тем самым, формируя коллимированное лазерное излучение в образце (рис. 1). Через боковую грань кварцевого образца цифровой фотокамерой регистрировалось образование филаментов. На расстоянии 20 см от выходной грани образца располагался белый экран, на котором наблюдалась коническая эмиссия суперконтинуума (рис. 2).

Для численного моделирования использовалась система уравнений для комплексной амплитуды светового поля, которая учитывает влияние нелинейного приращения показателя преломления, обусловленного керровской и плазменной нелинейностями, и эффекта волновой нестационарности. Материальная дисперсия описывалась формулой Селлмейера.

Дискретные кольца конической эмиссии, полученные в лабораторном и численном экспериментах, обусловлены интерференцией излучения последовательности областей высокой концентрации энергии при рефокусировке в филаменте (рис. 2)

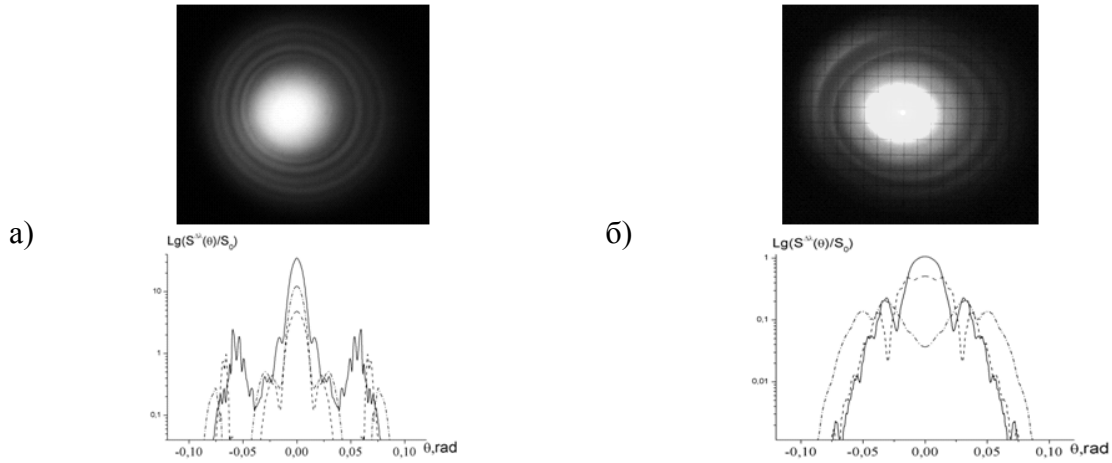



**Рис. 2.** Коническая эмиссия при филаментации в кварце фемтосекундного лазерного импульса: длина волны 800 нм, энергия 2,5 мкДж (а) и длина волны 1300 нм , энергия 4,8 мкДж(б). Верхний ряд: фотографии, полученные в эксперименте. Нижний ряд: полученная численно угловая зависимость спектральных компонент $S^{\Delta\lambda}(\theta)/S_0$ в логарифмическом масштабе, рассчитанная для ряда интервалов длин волн $(\lambda_1 \div \lambda_2)$: «красная» линия 600 ÷ 730 нм (сплошная), «желтая» линии 580 ÷ 600 нм (пунктир), «зеленая» линия 480 ÷ 560 нм (точка-тире), $S_0$ — нормировочные множители


1. A. Couairon, A. Mysyrowicz , *Physics Reports,* 441, 47 – 189, (2007)
2. В.П. Кандидов , С.А. Шленов, О.Г. Косарева , *Квант. электр.* , 39, 205, (2009).
3. V.P. Kandidov, O.G. Kosareva, I.S. Golubtsov, *Appl. Phys.B.*,77, 149-165, (2003).


# ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННОЕ УПРАВЛЕНИЕ МНОЖЕСТВЕННОЙ ФИЛАМЕНТАЦИЕЙ ФЕМТОСЕКУНДНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ТУРБУЛЕНТНОЙ АТМОСФЕРЕ


Дергачев А.А.

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Физический факультет и Международный учебно-научный лазерный центр, Москва, Россия



Проведено численное моделирование процесса множественной филаментации фемтосекундного лазерного импульса в турбулентной атмосфере. Предложен алгоритм эффективного решения данной задачи на вычислительных кластерах. Рассмотрены вопросы, связанные с возможностью управления параметрами филаментации.

При распространении мощных фемтосекундных лазерных импульсов в прозрачных изотропных средах, например, в атмосфере, совместное проявление самофокусировки за счет керровской нелинейности и дефокусировки в самонаведенной лазерной плазме может приводить к образованию филаментов – нитевидных структур с относительно высокой концентрацией энергии, вытянутых по направлению распространения импульса [1]. Если при этом пиковая мощность импульса в десятки и более раз превосходит критическую, то из-за пространственно-модуляционной неустойчивости интенсивного светового поля в среде с кубической нелинейностью формируется множество филаментов. Положение филаментов может определяться естественными флуктуациями показателя преломления в среде, рассеянием света на частицах или начальными возмущениями распределения излучения на выходе лазерной системы. Интерес к изучению филаментации в атмосферной среде связан с потенциальными приложениями в сфере атмосферного зондирования и спектроскопии пробоя (FIBS – спектроскопии).

Постановка задачи филаментации приводит к сложной системе нелинейных уравнений размерности 3D+1, которые содержат стохастические слагаемые, имитирующие турбулентность атмосферы.

$$\begin{cases} 2i\dfrac{\partial E}{dz} = \dfrac{\partial^2 E}{\partial x^2} + \dfrac{\partial^2 E}{\partial y^2} + \dfrac{2k^2}{n_0}(n_2|E|^2 + \Delta n_p + \Delta\tilde{n}) \\ \Delta n_p = -\dfrac{\omega_p{}^2}{2n_0\omega_0{}^2}, \qquad \omega_p = \sqrt{\dfrac{4\pi N_e e^2}{m_e}} \\ \dfrac{\partial N_e}{\partial t} = K(|E|^2)\cdot(N_0 - N_e) \end{cases}$$

Аналитическое решение данной задачи не представляется возможным, поэтому целесообразно прибегнуть к методам математического моделирования.

Характерные масштабы в поперечном сечении составляют 1 см для исходного пучка и менее 100 мкм для сформировавшегося филамента. Число временных слоев импульса обычно составляет несколько сотен. В сочетании с требованием малости шага интегрирования вдоль направления распространения импульса это приводит к потребности в больших объемах оперативной памяти, превышающих возможности современных персональных компьютеров.

В настоящей работе для цели моделирования были использованы вычислительные кластеры, основанные на технологии параллельных вычислений. При этом данные об импульсе распределялись между узлами кластера, что снижало нагрузку на каждый из них. Использование параллельных вычислений потребовало соответствующей модификации последовательного алгоритма [2]. В работе предложено дальнейшее развитие параллельного алгоритма с возможностью адаптивного шага по эволюционной переменной.

Реализованный алгоритм позволил провести математически корректный расчет филаментации фемтосекундного лазерного импульса в широком пучке. В работе обсуждается возможность управления множественной филаментацией пространственными и временными способами.

Реализация и тестирование параллельного алгоритма и численное моделирование проводилось на кластере СКИФ МГУ «Чебышёв» и кластере МЛЦ МГУ.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант № 08-02-00517-а.

1. Кандидов В.П., Шленов С.А., Косарева О.Г., *Квант. электроника*, **39**, 205–228, (2009).
2. Безбородов А.Е., Шленов С.А., *Изв. РАН, Сер. Физ.*, **70**, 1246–1250, (2006).

# ФИЛАМЕНТАЦИОННЫЙ РЕЖИМ РАСПРОСТРАНЕНИЯ МОЩНЫХ ФЕМТОСЕКУНДНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ В ВОЗДУХЕ

Ионин А.А., Кудряшов С.И., Макаров С.В.,* Селезнев Л.В., Синицын Д.В.
Физический Институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия
*Национальный Исследовательский Ядерный Университет «МИФИ», Москва, Россия

Данная работа посвящена исследованиям филаментации в воздухе, наблюдаемой при различных пиковых мощностях лазерных импульсов с длительностью 80 фс и длиной волны 745±15 нм. Представлены результаты экспериментальных измерений размеров и числа единичных филаментов в их пучке методом оптической визуализации.

При распространении в прозрачных средах ультракоротких (фемтосекундных) лазерных импульсов (УКИ) со сверхкритическими пиковыми мощностями вследствие взаимного влияния (баланса) дисперсии групповых скоростей, плазменной дефокусировки и ряда нелинейных эффектов – самофокусировки, самомодуляции, генерации кратных гармоник и ионизации среды – возникает необычная пространственно-временная динамика электромагнитного поля, отмечаемая обычно в форме филаментации лазерного излучения (появления плазменных каналов или треков повреждений сверхдифракционной длины) и связанных с нею явлений – временного расщепления лазерных импульсов и разнообразных изменений поперечной структуры излучения. Один конец филамента – хвост – располагается в геометрическом фокусе собирающей линзы, а местоположение другого конца – головы – варьируется в зависимости от пиковой мощности лазерных импульсов.

В настоящей работе по мере увеличения мощности УКИ от докритических значений $P \approx 1$ ГВт до критических значений 2-3 ГВт появлялась точечная лазерная искра, из которой при сверхкритической величине $P \geq 6$ ГВт из области точечной искры навстречу лазерному излучению (по оси $x$) вытягивался светящийся (голубовато-белый) канал-филамент с миллиметровой длиной $L$, значительно превышающей двойную длину перетяжки $2l_{\mathrm{R,calc}} \leq 0.1$ мм, и диаметром $D \approx 40$ мкм. При изучении филамента с более высоким увеличением микроскопа обнаруживался филамент-спутник, в результате, средние диаметр и мощность в филаменте составляли, в согласии с литературными данными, 20 мкм и 3 ГВт.

Увеличение длины филамента не является единственным результатом увеличения мощности (энергии) лазерных импульсов. Наблюдается так же заметное увеличение толщины плазменной искры в целом, которая при наблюдении под микроскопом демонстрирует сложную структуру из множества отдельных филаментов, образующих пучок филаментов, количество которых в пучке растёт с повышением мощности импульсов. При энергии (мощности) в импульсе несколько выше критического значения 0.24 мДж (3 ГВт) для воздуха наблюдается только один филамент, а при многократном увеличении мощности – до 20-70 ГВт – их количество уже может превышать десяток (Рис.1).

Измерение количества филаментов в пучке производилось методом оптической визуализации. Были сделаны снимки пучков филаментов (Рис. 1) цифровой камерой с помощью оптического микроскопа Levenhook BioView 630 при увеличении в десять раз, после чего были измерены профили интенсивности пучков в графическом редакторе Scion Image.

**Рис. 1** Фотография пучка филаментов, созданного фемтосекундными лазерными импульсами с энергиями 6.6 мДж, при увеличении 10×

В более ранних работах было сделано предположение, что интенсивность в единичном филаменте не меняется, а при увеличении энергии (мощности) лазерного импульса происходит рост длины филамента в направлении падающего лазерного излучения, а также увеличение количества филаментов. Таким образом, мы исходили из предположения, что пучок филаментов состоит из множества единичных филаментов, ширина которых приблизительно равна 20 мкм.

В полученных профилях (рис. 2) отчётливо видна структура пучка. Пики с большой интенсивностью (около 200 отн.ед.) излучения соответствуют скоплению нескольких филаментов, которые находятся друг за другом, также видны по краям и небольшие пики (около 70 отн.ед.) шириной примерно 20-30 мкм, которые соответствуют единичным филаментам. Таким образом, зная мощность излучения от единичного филамента и суммарную мощность по всему поперечному сечению пучка, можно определить суммарное количество филаментов в пучке, усреднив по всем измеренным сечениям.

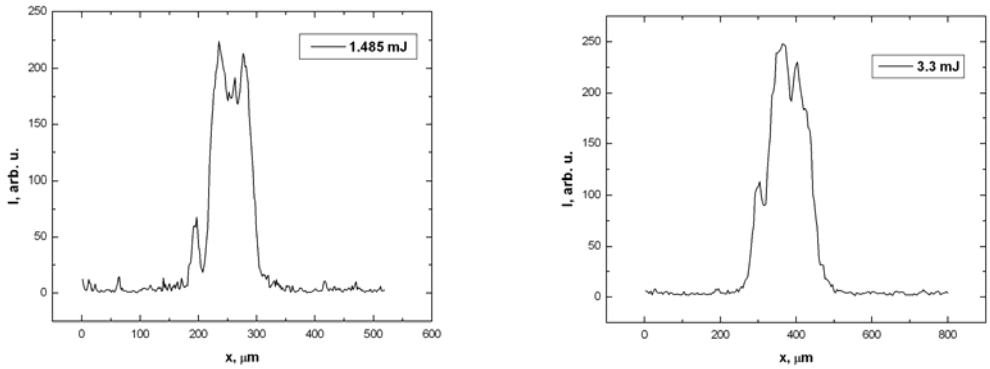



**Рис. 2.** Поперечный профиль пучка филаментов
при энергии в импульсе 1,485 мДж и 3,3 мДж

Зависимость максимального числа филаментов в пучке от энергии фемтосекундных импульсов показана на рис. 3. Для данной зависимости наблюдается возрастание числа филаментов в пучке от энергии в импульсе, что согласуется с существующими теоретическими представлениями процессов мультифиламентации.

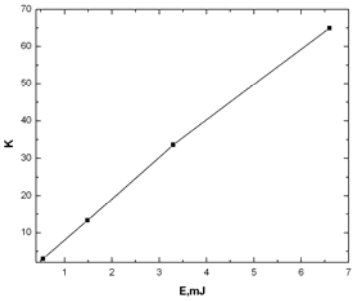



**Рис. 3.** Зависимость среднего количества
филаментов в пучке от энергии в импульсе.

# СЕКЦИЯ 2. ФИЗИЧЕСКАЯ ОПТИКА И СПЕКТРОСКОПИЯ

## РАСЧЕТ ДИФРАКЦИОННЫХ СТРУКТУР ДЛЯ ФОКУСИРОВКИ ПОВЕРХНОСТНЫХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН

Безус Е.А., Досколович Л.Л., Казанский Н.Л., Сойфер В.А., Харитонов С.И.
Учреждение Российской академии наук Институт систем обработки изображений РАН, Самара, Россия
Самарский государственный аэрокосмический университет им. С.П. Королева, Самара, Россия

Рассмотрен расчет дифракционных структур для преобразования и фокусировки поверхностных электромагнитных волн (ПЭВ). Расчет основан на фазовой модуляции ПЭВ, возникающей при прохождении волны через диэлектрический блок, расположенный непосредственно на поверхности распространения ПЭВ. Заданная фазовая модуляция осуществляется как за счет изменения высоты блока над поверхностью при фиксированной длине, так и за счет изменения длины блока при фиксированной высоте. В качестве примера рассмотрен расчет «линз» ПЭВ.

Большое число публикаций, посвященных изучению поверхностных электромагнитных волн (ПЭВ), обусловлено перспективами их применения в нанолитографии, оптических сенсорах, волноводной оптике, микроскопии. Оптическая обработка информации в наномасштабе является одним из основных направлений, где использование ПЭВ является особенно перспективным [1]. Для преобразования и фокусировки ПЭВ используются дифракционные микро- и наноструктуры, расположенные непосредственно на поверхности распространения ПЭВ [2]. Результаты ряда работ, в частности, [2,3] указывают на сходство между распространением и дифракцией ПЭВ и распространением и дифракцией света в обычной диэлектрической среде.

В скалярной теории дифракции широко используется представление дифрагированного поля в виде углового спектра плоских волн и дифракционного интеграла Кирхгофа. По аналогии со скалярной теорией указанные представления также используются для описания дифракции ПЭВ [3–5].

В настоящей работе рассматривается расчет дифракционных оптических элементов, расположенных непосредственно на поверхности распространения ПЭВ и предназначенных для их фокусировки (рис. 1, 2). При этом используется подход скалярной теории, основанный на фазовой модуляции ПЭВ по закону тонкой линзы.

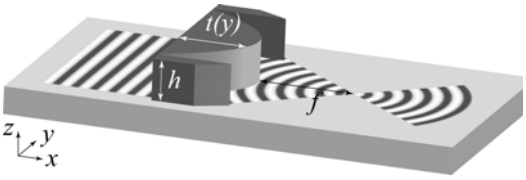



Рис. **1**. ДОЭ с изменяющейся длиной и фиксированной высотой

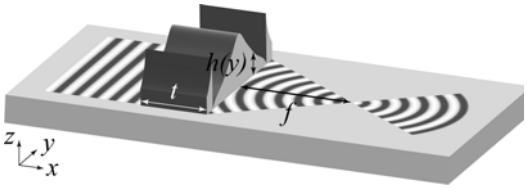



Рис. **2**. ДОЭ с изменяющейся высотой и фиксированной длиной

Для описания прохождения ПЭВ через указанную структуру решается модельная задача дифракции ПЭВ на диэлектрическом блоке, расположенном непосредственно на поверхности распространения ПЭВ. Модельная задача решается в рамках строгой электромагнитной теории с использованием метода Фурье-мод.

Установлено, что фазовый набег, формируемый при прохождении ПЭВ через блок, хорошо описывается аналитической формулой, аналогичной формуле для набега фазы плоской волны при прохождении через однородный слой. Предложен новый тип амплитудно-фазовой модуляции ПЭВ, состоящий в изменении высоты блока над поверхностью распространения ПЭВ, а не его длины. Рассчитаны дифракционные линзы ПЭВ, использующие в качестве механизмов модуляции фазы изменение длины и высоты диэлектрического блока. Дифракционная эффективность рассчитанных линз превышает 56% (рис. 3, 4).

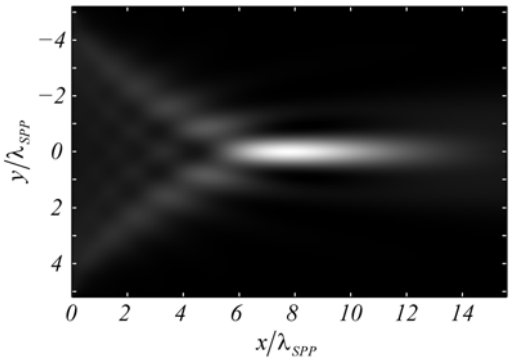



Рис. **3**. Фокусировка ПЭВ с помощью ДОЭ на рис. 1

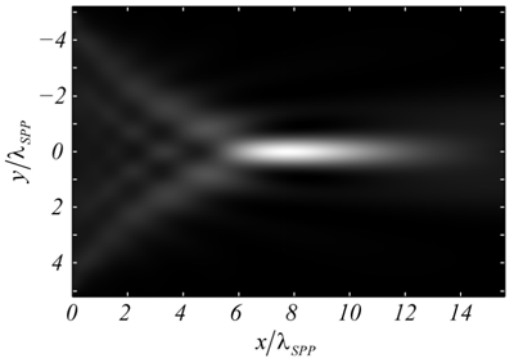



Рис. **4**. Фокусировка ПЭВ с помощью ДОЭ на рис. 2

Работа выполнена при поддержке «Фонда содействия отечественной науке», грантов РФФИ № 09-07-92421, 07-01-96602, 07-07-91580, гранта Президента РФ № НШ-3086.2008.9, российско-американской программы «Фундаментальные исследования и высшее образование» (BRHE).

1. W.L. Barnes, A. Dereux, T.W. Ebbesen, *Nature*, **424**, 824-830, (2003).
2. A. Hohenau, J.R. Krenn, A.L. Stepanov, A. Drezet, H. Ditlbacher, B. Steinberger, A. Leitner, F.R. Aussenegg, *Opt. Lett.*, **30**, №8, 893-895, (2005).
3. R. Zia, M.L. Brongersma, *Nature Nanotechnology*, **2**, №7, 426-429, (2007).
4. L. Feng, K.A. Tetz, B. Slutsky, V. Lomakin, Y. Fainman, *Appl. Phys. Lett.*, **91**, 081101, (2007).
5. H. Kim, J. Hahn, B. Lee, *Opt. Express*, **16**, №5, 3049-3057, (2008).

## ОЦЕНКА АНИЗОПЛАНАТИЗМА ПРИ КОРРЕКЦИИ АТМОСФЕРНЫХ ИСКАЖЕНИЙ

Куликов В.А., Шмальгаузен В.И.
МГУ имени М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
физическая оптика и спектроскопия, с зачтением

В связи с ухудшением качества изображения при наблюдении объекта сквозь атмосферу возникает задача коррекции обусловленных турбулентностью искажений, решение которой осложнено эффектом анизопланатизма. Предложен метод упрощенной численной оценки величины анизопланатизма адаптивной оптической системы, работающей в режиме наблюдения через турбулентную атмосферу для любой трассы. Учтен внешний масштаб турбулентности и его влияние на полученные результаты. Промоделированы различные распределения $C_n^2$, соответствующие вертикальным и горизонтальным атмосферным трассам. Показано, что распределение неоднородностей по трассе существенно влияет на величину анизопланатизма.

При наблюдении объектов через турбулентную атмосферу качество изображения значительно ухудшается. Для его коррекции методами адаптивной оптики с использованием опорных источников значительную роль приобретает учет

эффекта анизопланатизма. Эксперименты по оценке анизопланатизма в атмосфере сложны и дороги. Особенно трудно исследование протяженных вертикальных трасс. Более того, в силу различного распределения $C_n^2$ в атмосфере такие результаты не могут быть распространены на все вертикальные трассы. В связи с этим мы предлагаем численный метод оценки величины анизопланатизма для любой заданной трассы при известном распределении $C_n^2$.

Оценить величину анизопланатизма можно как средний квадрат разности фаз $\sigma^2 =< (\varphi_1 - \varphi_2)^2 >$ для двух сравниваемых источников. Чтобы исключить несущественные для анизопланатизма пространственные моды, раскладывают фазу волнового фронта по ортонормированному набору полиномов, например полиномов Цернике. Это позволяет отдельно рассмотреть вклад каждой моды[1].

Величину анизопланатизма можно представить в виде суммы вкладов мод

$$\sigma^2 = \sum_m^{\infty} d_i^2 , \qquad (1)$$

где m – номер первой существенной для качества изображения моды, $d_i^2$ – среднее значение квадрата разности *i*-ых коэффициентов Цернике обеих волн

$$d_i^2 =< (a_{1i} - a_{2i})^2 >= 2 < a_{1i}^2 > [1 - K], \qquad (2)$$

$K_j = \dfrac{< a_{1i} a_{2i} >}{< a_{1i}^2 >}$ – коэффициент корреляции между коэффициентами Цернике волн, $a_{1i}$ и $a_{2i}$ – коэффициенты Цернике для 1-ой и 2-ой волн соответственно[2]. Теоретическая формула для $d_i^2$ достаточно сложна даже для тонкого слоя, особенно если турбулентность не предполагается Колмогоровской[3,4]. При этом формула для $d_i^2$ зависит от отношения S/D, где S – это расстояние между центрами пучков в слое атмосферы, D – диаметр апертуры телескопа. Это дает нам возможность представить (2) в виде

$$d_{ij}^2 = 2\left(\frac{D}{r_j}\right)^{5/3} H_i\left(\frac{S_j}{D}\right), \qquad (3)$$

где $S_j=h_j\theta$ – расстояние между центрами пучков в рассматриваемом слое, $h_j$ – расстояние от приемной апертуры до j-го слоя, θ – угол между пучками, а функции $H_i$(S/D) определяются корреляцией фазовых искажений. Общая величина анизопланатизма на j-ом слое дается суммой $d_{ij}^2$ по всем модам. Для Колмогоровской турбулентности функции $d_i^2$ получены в работе[2] и отличаются только видом функции *H*(S/D).

Для расчета функций *H*(S/D) мы обратились к методу фазовых экранов[5,6]. В работе использовался ленточный фазовый экран 256_8192 узлов, полученный методом скользящей фильтрации[7]. Величина внешнего масштаба $L_0$ используемого фазового экрана, оцененная по изложенной в литературе методике[8], лежит в диапазоне от 3 до 5 диаметров приемной апертуры. Мы аппроксимируем *H*(S/D) на начальном участке ($x<x_0$) зависимостью $H_i=ax^{5/3}$, где $x$=S/D. При $x>x_0$ функции $H_i$ считаются равными единице. Такая аппроксимация вполне оправданна при малой величине внешнего масштаба[8].

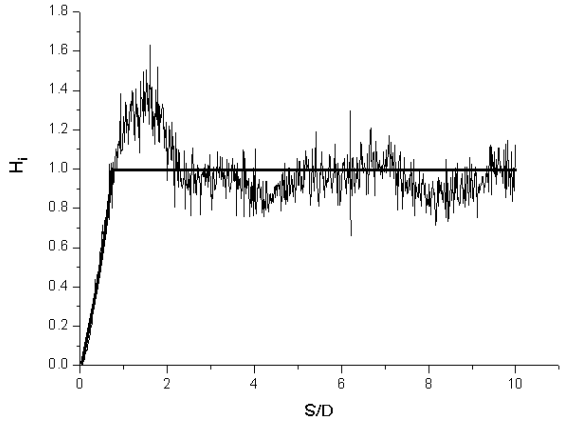



**Рис.1.** Функция $H_i$(S/D) и ее аппроксимация

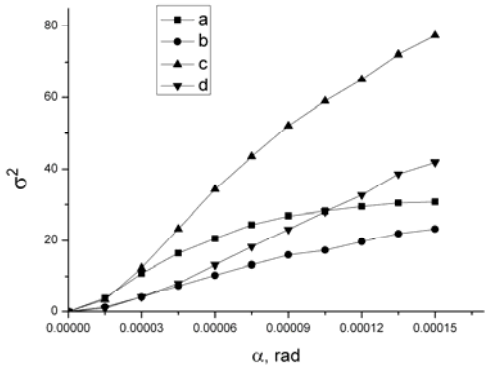



**Рис.2.** Зависимости $\sigma^2$ от величины угла между пучками

На рис.1 представлена функция $H_i$(S/D) для $i$=1, полученная методом фазовых экранов, и ее предлагаемая аппроксимация, в зависимости от расстояния между центрами пучков S/D.

Используя аппроксимации функций $H_i$(S/D) мы рассчитываем $d_{ij}^2$, а суммируя моды по слоям находим $\sigma^2$. По полученным оценкам анизопланатизма для вертикальных и горизонтальных трасс видно, что распределение неоднородностей в трассах существенно влияет на величину анизопланатизма. Для сравнения мы промоделировали распространение излучения по различным трассам с одинаковым значением Фридовского радиуса $r_0$ и разным распределением неоднородностей. Длины всех трасс равны 20 километрам, распределение $C_n^2$ для вертикальных трасс b, d взято из эксперимента[9]. Результаты представлены на рис.2. Фридовский радиус для всех трасс составлял $r_0$=6 см. Диаметр приемной апертуры для трасс a, b равен 1 метру, для c, d – 2 метрам.

Из полученных результатов видна необходимость учета распределения неоднородностей вдоль трассы. Используя предложенный метод можно сравнительно просто оценить величину анизопланатизма для любой трассы, что позволяет модифицировать алгоритм коррекции изображения.


1. R.J. Noll, *J. Opt. Soc. Am.*, **66**, №3, 207-211, (1976).
2. P.H. Hu, J. Stone, T. Stanley, *J. Opt. Soc. Am. A*, **6**, №10, 1595-1608, (1989).
3. N. Takato, I. Yamaguchi, *J. Opt. Soc. Am. A*, **12**, №5, 958-963, (1995).
4. D.M. Winker, *J. Opt. Soc. Am. A*, **8**, №10, 1568-1573, (1991).
5. R. Buckley, *J. of Atmospheric and Terrestrial Physics*, **37**, №12, 1431-1446, (1975).
6. L.D. Fried, T. Clark, *J. Opt. Soc. Am. A*, **25**, №2, 463-468, (2008).
7. А.В. Корябин, В.И. Шмальгаузен, *Оптика атмосферы и океана*, **19**, №10, 909-914, (2006).
8. Н.Г. Ирошников, А.В. Ларичев, А.В. Корябин, В.И. Шмальгаузен, *Вестник МГУ. Серия 3. Физика и астрономия*, в печати.
9. М.Е. Грачева, А.С. Гурвич, *Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана*, **16**, №10, 1107-1111, (1980).

# ПОЛУЧЕНИЕ МУЛЬТИПЛЕКСНЫХ ГОЛОГРАММ НА ФОТО-ТЕРМО-РЕФРАКТИВНОМ СТЕКЛЕ

Златов А. С., Щеулин А.С., Корзинин Ю. Л., Никоноров Н. В.
Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

Рассмотрена возможность получения мультиплексных наложенных фазовых объемных голограмм на фото-термо-рефрактивном стекле. Исследованы зависимости основных параметров получаемых наложенных голограмм от их количества на образце.

К настоящему времени объемные фазовые голограммы на основе фото-термо-рефрактивных (ФТР) стекол [1] находят все более широкое применение в лазерной технике. Так, например, на их основе возможно создание брэгговских сверхузкополосных спектральных селекторов, фильтров и внутрирезонаторных зеркал для мощных твердотельных и полупроводниковых лазеров [2, 3]. Голограммы на ФТР стеклах обладают высокой дифракционной эффективностью и спектрально-угловой селективностью. Также у них отсутствует стирание изображения в процессе считывания и нет ограничений на время их жизни. ФТР-стекла обладают высокой химической устойчивостью и механической прочностью, они выдерживают воздействие мощного непрерывного и импульсного лазерного излучения. Однако наличие полосы поглощения коллоидного серебра, а также рассеяние на микрокристаллической фазе, ограничивают применения этого материала в видимом диапазоне спектра. Таким образом, ФТР-стекла наиболее привлекательны для создания голограммных оптических элементов, работающих в ИК диапазоне спектра.

В работе рассмотрена возможность получения высокоэффективных наложенных голограмм методом углового мультиплексирования с единой постэкспозиционной термообработкой. Для получения голограмм использовались образцы фото-термо-рефрактивного стекла толщиной порядка 1,5 мм, запись производилась по симметричной двухлучевой схеме He-Cd лазером, работающем на длине волны 325 нм. В работе исследована зависимость величины дифракционной эффективности получаемых голограмм от их количества, записанном на одном образце. Рассмотрена зависимость значения амплитуды модуляции первой гармоники показателя преломления от количества записанных голограмм. Также проведено сравнение характеристик полученных элементов зависимости от количества записанных на них наложенных голограмм.

1. *Кучинский С.А., Никоноров Н.В., Панышева Е.И., Савин В.В., Туниманова И.В.* Свойства объемных фазовых голограмм на мультихромных стеклах // Оптика и спектроскопия. 1991. Т. 70. № 6. С.1296.
2. *Venus G., Sevian A., Glebov L.* Stable coherent coupling of laser diodes by a volume Bragg grating in PTR glass // High-Power Diode Laser Technology and Applications IV. Ed.: M. Zediker. Proceedings of SPIE 6104 (2006) 61040S.

3. *Venus G., Sevian A., Glebov L.* Spectral Stabilization of High Efficiency Diode Bars by External Bragg Resonator // 18th Annual Solid State and Diode Laser Technology Review, SSDLTR-2005 Technical Digest, Poster-1, Los Angeles, CA, June 2005.

# СПЕКТРАЛЬНЫЕ ЛИНИИ И ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ СОСТОЯНИЙ АТОМОВ СО СВЕРХКРИТИЧЕСКИМ ЯДРОМ

Гайнутдинов Р.Х., Мутыгуллина А.А., Петрова А.С.
Казанский государственный университет им. В.И. Ульянова-Ленина, Казань, Россия

Рассматривается проблема связанных состояний в сверхтяжелых атомах. Получено энергетическое распределение электронного связанного состояния $1s_{1/2}$, погруженного в нижний континуум, и формы соответствующих спектральных линий.

При столкновениях очень тяжелых ионов с энергией вблизи кулоновского барьера и суммарным зарядом ядер Z>173 на время T~ $10^{-19}$ сек. формируется молекулоподобное сверхтяжелое ядро[1]. Низшее связанное электронное состояние в поле такого ядра присоединяется к состояниям отрицательного непрерывного спектра уравнения Дирака (отрицательного континуума). Оно является нестабильным и распадается с рождением электрон-позитронной пары. Изучение характеристик спектров рентгеновского излучения (формы и ширины спектральных линий), возникающих при переходах электронов на основной уровень сверхтяжелого ядра с более высоких уровней, дает детальную информацию о ядерной реакции.

Для теоретического описания спектральных линий, необходимо знать свойства соответствующих связанных состояний. Основной электронный уровень в сверхтяжелых атомах является нестабильным и характеризуется некоторым энергетическим распределением, поэтому обычные методы КЭД[1], базирующиеся на определении собственных значений гамильтониана, здесь не пригодны. Вместе с тем, в работе[2] был разработан формализм обобщенной квантовой динамики (ОКД), позволяющий изначально рассматривать нестабильное состояние как энергетическое распределение и получить оператор $C(z)$, описывающий это распределение.

Применение методов ОКД к данной задаче было рассмотрено в работе[3]. Расчеты проводились в первом порядке по малому параметру $\lambda = Z'/Z_{cr}$, равному отношению сверхкритического заряда $Z' = Z - Z_{cr}$ к критческому[1] заряду $Z_{cr}$. С точностью до $O(\lambda^2)$ выражение для оператора $C_{1s}^{(2)}(z)$ имеет вид:

$$C_{1s}{}^{(2)}(z) = F(z) - i\Gamma/2 + \Delta E_{1s} + O(\lambda^2).$$

Энергетическое распределение $a_{1s}(E)$ основного состояния в этом приближении дается следующей формулой:

$$|a_{1s}(E)|^2 = \frac{\Gamma^2}{[E - E_{1s} - \Delta E_{1s} - F(z)]^2 + \Gamma^2/4}$$

и является Лоренцевым, с максимумом при энергии $E = E_{1s} + \Delta E_{1s} + F(z)$ и шириной $\Gamma/2$, где $E_{1s} = -mc^2$, $\Delta E_{1s} =< 1s \,|\, V(Z') \,|\, 1s >$, $F(z) = P.V. \int\limits_{E<-mc^2} |V_E|^2 /(z-E)dE$, $\Gamma = 2\pi \,|\, V_E \,|^2$, $V_E = \left\langle 1s \middle| V(Z') \middle| \varphi_E^{(cr)} \right\rangle$, $|1s>$ и $\left| \varphi_E^{(cr)} \right\rangle$ - собственные вектора гамильтониана Дирака с критическим потенциалом $V(Z_{cr})$, принадлежащие дискретному и непрерывному спектрам соответственно. Форма спектральных линий в этом приближении будет лоренцевой, что совпадает с результатами стандартными теории[1].

Однако обобщенное динамическое уравнение[2] допускает решение с точностью до любого порядка по $\lambda$. Например, в следующем порядке по $\lambda$ имеем:

$$C_{1s}{}^{(4)}(z) = C_{1s}{}^{(2)}(z) +$$

$$+ \int\limits_{E,E'<-mc^2} \frac{\left\langle 1s \middle| V(Z') \middle| \varphi_E{}^{(cr)} \right\rangle \left\langle \varphi_E{}^{(cr)} \middle| V(Z') \middle| \varphi_{E'}{}^{(cr)} \right\rangle \left\langle \varphi_{E'}{}^{(cr)} \middle| V(Z') \middle| 1s \right\rangle}{(z-E)(z-E')} dEdE' -$$

$$- \int\limits_{E,E',E''<-mc^2} dEdE'dE'' \frac{\left\langle 1s \middle| V(Z') \middle| \varphi_E{}^{(cr)} \right\rangle \left\langle \varphi_E{}^{(cr)} \middle| V(Z') \middle| \varphi_{E'}{}^{(cr)} \right\rangle}{(z-E)} \times$$

$$\times \frac{\left\langle \varphi_{E'}{}^{(cr)} \middle| V(Z') \middle| \varphi_{E''}{}^{(cr)} \right\rangle \left\langle \varphi_{E''}{}^{(cr)} \middle| V(Z') \middle| 1s \right\rangle}{(z-E')(z-E'')} + O(\lambda^4).$$

Это выражение является более сложным, и возможно, что определяемое им энергетическое распределение $a_{1s}(E)$ будет отличаться от Брейт-Вигнеровского, что соответствующим образом скажется на форме спектральной линии.

Изучение спектров сверхтяжелых атомов интересно не только с точки зрения получения детальной информации о ядерной реакции между тяжелыми ионами. Важно и то, что эти спектры могут пролить свет на фундаментальные квантово-электродинамические процессы, происходящие в сверхсильных полях. Полученные методами ОКД результаты дают нам надежду, что этот формализм может открыть новые возможности для решения многих задач квантовой электродинамики в сильных полях.


1. W. Greiner, B. Müller, J. Rafelski, *Quantum Electrodynamics of strong fields*, Berlin Heidelberg: Springer-Verlag, 594 P, (1985).

2. R.Kh. Gainutdinov, *J. Phys. A: Math. Gen.,* **22,** P.269, (1989).

3. Р.Х. Гайнутдинов, А.А. Мутыгуллина, А.С. Петрова, *Ученые записки КГУ. Серия физ.-мат.науки*, **150**, С.104, (2008).

# ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ОТНОСИТЕЛЬНЫХ КОЭФФИЦИЕНТОВ СТОЛКНОВИТЕЛЬНОГО УШИРЕНИЯ ЛИНИИ *R*22 ПЕРЕХОДА $10^00$-$00^01$ МОЛЕКУЛЫ $CO_2$ БУФЕРНЫМИ ГАЗАМИ $N_2$ И НЕ

Аршинов К.И, Аршинов М.К., Невдах В.В.*
Институт технической акустики НАН Беларуси, Витебск, Беларусь
*Белорусский национальный технический университет, Минск, Беларусь

Измерены на линии *R*22 перехода $10^00$-$00^01$ молекулы $CO_2$ ненасыщенные коэффициенты поглощения в чистом $CO_2$ и в бинарных смесях $CO_2$:$N_2$, $CO_2$:He в температурном диапазоне 320–700К при давлении 100 Торр и на их основе установлены температурные зависимости относительных коэффициентов столкновительного уширения линии буферными газами $N_2$ и He.

Использование многочастотной лазерной диагностики атмосферы промышленных зон и нагретых газообразных продуктов сжигания топлив с помощью перестраиваемого $CO_2$–лазера с целью определения концентрации углекислого газа и его температуры [1] требует знания спектроскопических констант для соответствующих линий поглощения молекулы $CO_2$ и их температурных зависимостей.

При расчетах столкновительных ширин линий генерации $CO_2$-лазеров для смеси $CO_2$:$N_2$:He обычно используют формулу [2]

$$\Delta\nu_L = \gamma_{CO_2-CO_2}(300K)(\xi_{CO_2} + b_{N_2}\xi_{N_2} + b_{He}\xi_{He})p_\Sigma\sqrt{300/T}\,, \qquad (1)$$

где $\gamma_{CO_2-CO_2}(300K)$ - столкновительное уширение линии за счет столкновения молекул $CO_2$ при давлении *P*=1 Торр и температуре *T*=300*K*; $\xi_{CO_2}$, $\xi_{N_2}$, $\xi_{He}$ - доли $CO_2$, $N_2$ и He в газовой смеси; $b_{N2} = \gamma_{CO_2-N_2}/\gamma_{CO_2-CO_2} = 0.73$, $b_{He} = \gamma_{CO_2-He}/\gamma_{CO_2-CO_2} = 0.64$ - относительные коэффициенты столкновительного уширения линий молекулами $N_2$ и атомами He, соответственно. Отсутствие температурных зависимостей у коэффициентов $b_{N_2}$ и $b_{He}$ противоречит существующим представлениям о механизмах столкновительного уширения спектральных линий.

В настоящей работе экспериментально проверялась зависимость коэффициентов $b_{N_2}$ и $b_{He}$ от температуры. С помощью перестраиваемого $CO_2$-лазера были измерены ненасыщенные коэффициенты поглощения в чистом $CO_2$ $\alpha_{CO_2}$ и в бинарных смесях $CO_2$:$N_2$, $CO_2$:He $\alpha_{CO_2:M}$ с различными соотношениями компонент $P_{CO_2} : P_M = 1 : Y$ в температурном диапазоне 320–700К при давлении 100 Торр. Долговременная нестабильность частоты генерации $CO_2$-лазера в пределах ±0.5 МГц относительно частоты, соответствующей максимуму контура усиления,

позволяла проводить измерения коэффициентов поглощения на центральных частотах линий поглощения [3]. Приводятся результаты измерений на линии *R*22 перехода $10^00$-$00^01$ молекулы $CO_2$. Температура газа в измерительной кювете поддерживалась с точностью $\Delta T$=±0.4º (диапазон 290K≤*T*≤420K) и $\Delta T$=±0.9º (диапазон 470K≤*T*≤700K). Погрешность измерения коэффициентов поглощения не превышала $\Delta\alpha=\pm 5\cdot 10^{-5}$ см$^{-1}$ (диапазон 290K≤*T*≤420K) и $\Delta\alpha=\pm 8\cdot 10^{-5}$ см$^{-1}$ (диапазон 470K≤*T*≤700K). Оценки показывают, что вклад горячих переходов в измеряемый коэффициент поглощения на этой линии при *T*=700K и давлении *P*=1 атм не превышает 0.2% и им можно пренебречь. Относительные коэффициенты столкновительного уширения линии $b_M$ буферными газами $N_2$ и He определялись из выражения

$$\alpha_{CO_2} / \alpha_{CO_2-M} = 1 + Yb_M \qquad (2)$$

для смесей с разными значениями *Y*. В отличие от результатов работы [4] наши измерения показали, что в исследованном диапазоне температур отношения коэффициентов поглощения $\alpha_{CO_2} / \alpha_{CO_2-N_2}$ и $\alpha_{CO_2} / \alpha_{CO_2-He}$, следовательно, и коэффициенты $b_{N_2}$ и $b_{He}$ увеличиваются с ростом температуры. Получено, что при *T*=320K $b_{N_2}$=0.74±0.03 и $b_{He}$=0.603±0.04, а при T=700K $b_{N_2}$=0.995±0.03 и $b_{He}$=0.876±0.03.


1. К.И.Аршинов, Н.С.Лешенюк, В.В.Невдах. *Журн.прикл.спектр.* **68**, 723-728 (2001)
2. R.L. Abrams, *Appl.Phys.Lett.* **25**, 609–611 (1974)
3. К.И. Аршинов, Н.Г. Каблуков, Ф.В. Тихонов, *Приб. и техн.экспер.* **1**, 103–109 (1996)
4. A.M. Robinson, J.S. Weiss, *Can. J. Phys*. **60**, 1656–1659 (1982)


## ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРОВ ПОГЛОЩЕНИЯ ИЗ ВОЗБУЖДЕННЫХ 5D-СОСТОЯНИЙ ИОНОВ $CE^{3+}$ В КРИСТАЛЛЕ $LiLuF_4$


Павлов В.В., Марисов М.А., Семашко В.В., Наумов А.К., Кораблева С.Л., Низамутдинов А.С.

ГОУВПО «Казанский Государственный Университет им. В.И.Ульянова-Ленина», Казань, Россия



Приводятся результаты исследований кинетик 5d-4f люминесценции ионов $Ce^{3+}$ в кристалле $LiLuF_4$, зарегистрированных при изменении длины волны и плотности энергии излучения возбуждения. Предлагается новая методика регистрации спектров поглощения из возбужденных состояний и представлен спектр поглощения из возбужденных 5d-состояний ионов $Ce^{3+}$ в кристалле $LiLuF_4$, полученный по этой методике.

Использование $4f^{n-1}5d$-$4f^n$ (5d-4f) межконфигурационных переходов трехвалентных редкоземельных ионов в широкозонных кристаллах открывают большие возможности по реализации простых и надежных устройств твердотельной квантовой электроники ультрафиолетового (УФ) и вакуумно-ультрафиолетового (ВУФ) диапазонов спектра[1]. Характерные для них широкие контуры оптического усиления (3000-5000 $см^{-1}$) позволяют создавать лазеры с перестройкой длины волны излучения, оптические усилители и лазеры ультракоротких импульсов УФ излучения[2]. Однако в большинстве существующих твердотельных активных материалов УФ и ВУФ диапазона, на основе 5d-4f переходов ионов РЗИ, происходит деградация их оптических и лазерных свойств, в процессе эксплуатации из-за образования центров окраски (ЦО), связанных с высокой энергией квантов излучения используемой накачки. Причиной этого является ступенчатое поглощение двух фотонов излучения накачки активаторными ионами в кристаллах, приводящее к изменению валентности этих ионов[1]. ЦО являются основным препятствием для получения эффективной генерации на твердотельных активных средах в УФ и ВУФ диапазонах. Поскольку второй квант излучения накачки поглощается в результате переходов из возбужденных 5d-состояний активаторных ионов на состояния, локализованные в зоне проводимости матрицы-основы, определение вида спектров поглощения из возбужденных состояний оказывается актуальным с точки зрения выбора длины волны накачки, а значит и типа источников излучения накачки для твердотельных активных сред УФ и ВУФ диапазонов.

Целью настоящей работы являлась разработка методики регистрации спектров поглощения из возбужденных 5d-состояний редкоземельных ионов в кристаллах. Необходимость разработки такой методики продиктована экспериментальными трудностями наблюдения спектров наведенного поглощения в области полос поглощения из основного состояния примесных ионов или в области полосы фундаментального поглощения матрицы-основы[3].

Для исследования спектров поглощения из возбужденных 5d-состояний редкоземельных ионов в кристаллах предлагается использовать кинетики их 5d-4f люминесценции. Основанием является результаты исследований кинетик 5d-4f люминесценции в различных фторидных кристаллах и, в частности, кинетики 5d-4f люминесценции ионов $Ce^{3+}$ в кристаллах двойных фторидов со структурой шеелита ($LiY_{1-x}Lu_xF_4$, x=0..1).

Ранее было установлено, что при регистрации кинетик 5d-4f люминесценции ионов $Ce^{3+}$ в кристаллах $LiY_{1-x}Lu_xF_4$, наряду с обычно наблюдаемой внутрицентровой релаксационной люминесценцией, наблюдается рекомбинационная составляющая[4]. Легко показать, что удельный вес этой рекомбинационной составляющей по отношению к интегральной по времени интенсивности люминесценции пропорционален поглощенной энергии возбуждения в результате перехода из возбужденного 5d-состояния на состояния, локализованные в зоне проводимости матрицы. Таким образом, исследуя зависимость кинетик 5d-4f люминесценции ионов $Ce^{3+}$ от длины волны и плотности энергии возбуждения можно рассчитать вид спектра поглощения из возбужденных 5d-состояний ионов $Ce^{3+}$ в зону проводимости кристаллической матрицы.

В качестве модельного объекта исследования был выбран кристалл $LiLuF_4$, активированный ионами $Ce^{3+}$, являющийся в настоящее время одним из эффективных активных сред лазеров УФ диапазона. Концентрация ионов $Ce^{3+}$ в образце составляла 0.5 ат.%. Толщина образца составляла 2мм. Кинетика

люминесценции регистрировалась на длине волны 325 нм. Для возбуждения люминесценции использовался перестраиваемый импульсный лазер на $Al_2O_3:Ti^{3+}$ марки LT2111A производства фирмы JV LOTIS TII. Регистрация кинетик осуществлялась при изменении длины волны возбуждения люминесценции в диапазоне от 240 до 295 нм с шагом 5 нм. Плотность энергии возбуждения варьировалась в пределах 0.05-0.8 Дж/см$^2$. Возбуждение образца осуществлялась при ориентации оптической оси кристалла $LiLuF_4:Ce^{3+}$, лежащей в плоскости перпендикулярной к плоскости поляризации излучения возбуждения (σ-поляризация).

Типичная кинетика 5d-4f люминесценции ионов $Ce^{3+}$ в кристалле $LiLuF_4$ приведена на рис.1.

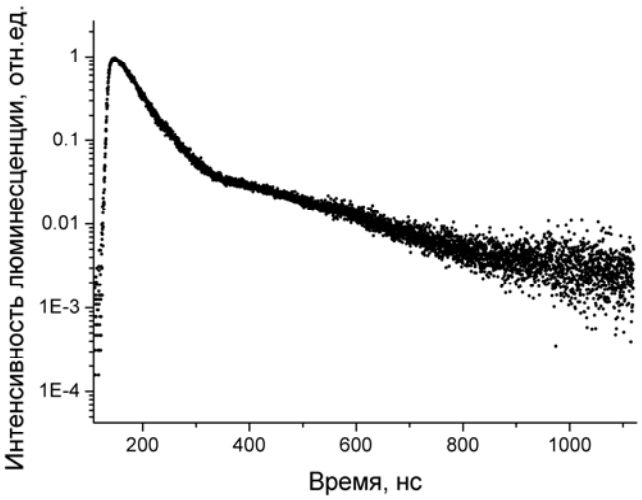



**Рис. 1** Типичная кривая кинетики люминесценции кристалла $LiLuF_4:Ce^{3+}$. Длина волны регистрации 325 нм при возбуждении излучением с длиной волны 295 нм и плотности энергии возбуждения 0.8 Дж/см$^2$, T=300 K

Наблюдаемые кинетики удовлетворительно описываются формулой[5]:

$$I(t) = A_1 \cdot e^{-\frac{t}{\tau_{\text{lum}}}} + A_2 \cdot \frac{1}{(1 + A_3 \cdot t)^2}, \qquad (1)$$

где короткоживущая экспоненциальная компонента обусловлена внутрицентровыми межконфигурационными 5d-4f переходами ионов $Ce^{3+}$, $\tau_{lum}$ - имеет смысл времени жизни возбужденного 5d-состояния, а относительно короткоживущая гиперболическая часть зависимости интенсивности люминесценции от времени связана с процессами рекомбинации на ионах $Ce^{3+}$ свободных носителей заряда обоих знаков.

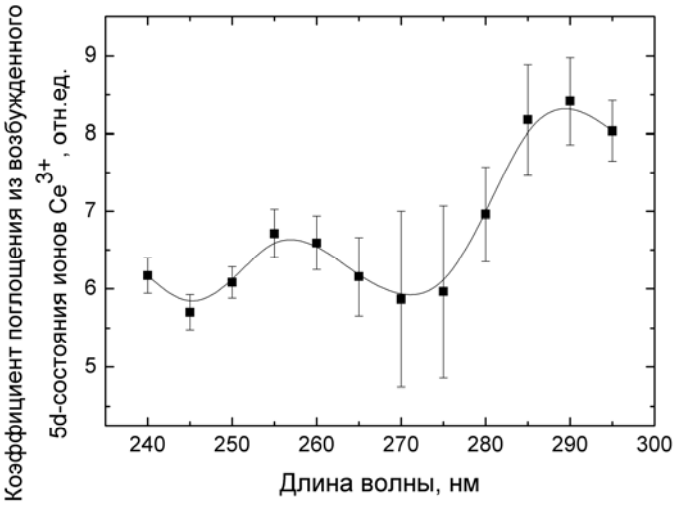



**Рис. 2** Спектр поглощения из возбужденного 5d-состояния ионов $Ce^{3+}$ в кристалле $LiLuF_4$

При анализе экспериментальных данных кинетик люминесценции с использованием формулы (1), было определено время жизни люминесцирующего 5d-состояния $\tau_{lum}$=32±2 нс и рассчитан спектр поглощения с этого состояния в зону проводимости матрицы $LiLuF_4$ (рис. 2).


1. В.В.Семашко, *ФТТ*, **47**, №5, 1450-1454 (2005)
2. N.Sarukura, M.A.Dubinskii, Z.Liu, V.V.Semashko, A.K.Naumov, S.L.Korableva, R.Yu.Abdulsabirov, K.Edamatsu, Y.Suzuki, T.Itoh,Y.Segawa // *IEEE J. of Selected Topics in Quant.Electr.*, **1,** N3, 792-804 (1995)
3. M.A.Dubinskii, R.Yu.Abdulsabirov, S.L.Korableva, A.K.Naumov, V.V.Semashko, *Laser Physics*, **2**, N3, 239-240 (1992)
4. М.А.Марисов, А.С.Низамутдинов, В.В.Семашко, А.К.Наумов, Р.Ю,Абдулсабиров, С.Л.Кораблева. *ФТТ* , **47**, N5, С.1406-1408 (2005)
5. В.В. Антонов-Романовский, *Кинетика фотолюминесценции кристаллофосфоров*, 342 (1966)


## ЛАЗЕРНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ИОНОВ $Nd^{3+}$ В КРИСТАЛЛЕ $LaF_3$


Ахмеджанов Р.А., Бондарцев А.А., Гущин Л.А., Чернов В.В.
Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород, Россия



В работе представлены результаты измерения спектров поглощения и флуоресценции ионов $Nd^{3+}$ в кристалле $LaF_3$.


Показано, что сателлитные линии, появляющиеся в спектрах поглощения и флуоресценции ионов неодима при концентрациях порядка 0,5 ат. % и сопровождающие линии изолированного иона, обусловлены парным взаимодействием ионов $Nd^{3+}$. Методом двойного оптического резонанса измерена структура сателлитных линий в окрестности перехода $^4I_{9/2}(1) \leftrightarrow {}^4G_{5/2}(1)$ изолированного иона (длина волны ~577 нм), скрытая неоднородным уширением. При возбуждении резонансным лазерным излучением ионных пар неодима

зафиксировано наличие антистоксовых компонент в спектре флуоресценции (ап-конверсия). Показано, что основным механизмом ап-конверсии является ступенчатое возбуждение ионов пары. Полученные экспериментальные результаты позволяют сделать вывод о первом экспериментальном наблюдении подавления поглощения с возбужденных уровней в конденсированных средах.

## ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ НА ЭФФЕКТИВНОСТЬ МЕЖСЛОЙНОГО ПЕРЕНОСА ТРИПЛЕТНОЙ ЭНЕРГИИ В ПЛЕНКАХ ЛЕНГМЮРА-БЛОДЖЕТТ

Селиверстова Е.В., Аймуханов А.К., Ибраев Н.Х.
Карагандинский государственный университет им. Е.А. Букетова, Караганда, Казахстан

Приведены результаты исследования триплет-триплетного переноса энергии от молекул 1,2-бензантрацена к молекулам гептадецилового эфира родамина С в пленках Ленгмюра-Блоджетт. Показано, что наблюдаемая сенсибилизованная замедленная флуоресценция молекул красителя обусловлена аннигиляцией мигрирующих триплетных экситонов. Эффективность переноса триплетной энергии определяется скоростью миграции триплетных экситонов донора, которая зависит от температуры вследствие неоднородного уширения триплетных уровней молекул 1,2- бензантрацена.

Триплет-триплетный (Т-Т) перенос энергии является одним из фундаментальных проблем физики конденсированного состояния. Из обменно-резонансной природы Т-Т переноса энергии следует, что эффективность передачи энергии должна зависеть от расстояния и взаимной ориентации донора и акцептора энергии. Для экспериментального изучения влияния пространственной геометрии молекулярной системы на эффективность переноса энергии можно использовать технологию Ленгмюра-Блоджетт (ЛБ). В ЛБ-пленках триплетные уровни молекул неоднородно уширены, что приводит к зависимости скорости миграции экситонов по однотипным триплетным уровням от температуры. Поэтому можно ожидать, что эффективность передачи энергии между разнородными центрами будет определяться скоростью миграции экситонов[2,3]. В настоящей работе приведены результаты исследования влияния температуры на эффективность переноса триплетной энергии между разнородными молекулами, включенными в молекулярные слои по технологии Ленгмюра-Блоджетт.

В качестве донора энергии были выбраны триплетные молекулы 1,2-бензантрацена (1,2-БА), а акцептором служили молекулы гептадецилового эфира родамина С. Выбор данного красителя в качестве акцептора обусловлен тем, что его квантовый выход в триплетное состояние практически равен нулю при прямом фотовозбуждении, что исключает прямое заселение его триплетных уровней.

Смешанные монослои, состоящие из молекул жирной кислоты и молекул донора либо акцептора, формировались на поверхности субфазы путем растекания с последующим переносом на поверхность подложки из нелюминесцирующего кварца. Поверх смешанной ЛБ пленки 1,2-БА и пальмитиновой кислоты наносилась смешанная ЛБ-пленка родамина С и пальмитиновой кислоты по Y-типу. В качестве

субфазы использовалась бидистиллированная деионизованная вода. Число монослоев в ЛБ-пленках равно 10.

Измерения спектрально-кинетических характеристик образцов проводились на автоматизированной установке с регистрацией в режиме счета фотонов[1]. Образцы помещались в вакуумируемый оптический криостат для проведения исследований в широком диапазоне температур. Фотовозбуждение осуществлялось излучением импульсной лампы с ксеноновым наполнением

При возбуждении образцов спектр в полосе поглощения донора энергии наблюдается длительная люминесценция. Спектр свечения (Рис.1) состоит из полосы аннигиляционной замедленной флуоресценции мономеров ($\lambda_{max}$ = 420, 440 нм) и полосы свечения на $\lambda_{max}$ = 595 нм, спектрально совпадающей с полосой флуоресценции родамина С. Чтобы исключить процессы тушения неконтролируемыми примесями и кислородом, измерения проводились при температуре образца Т=90 К.

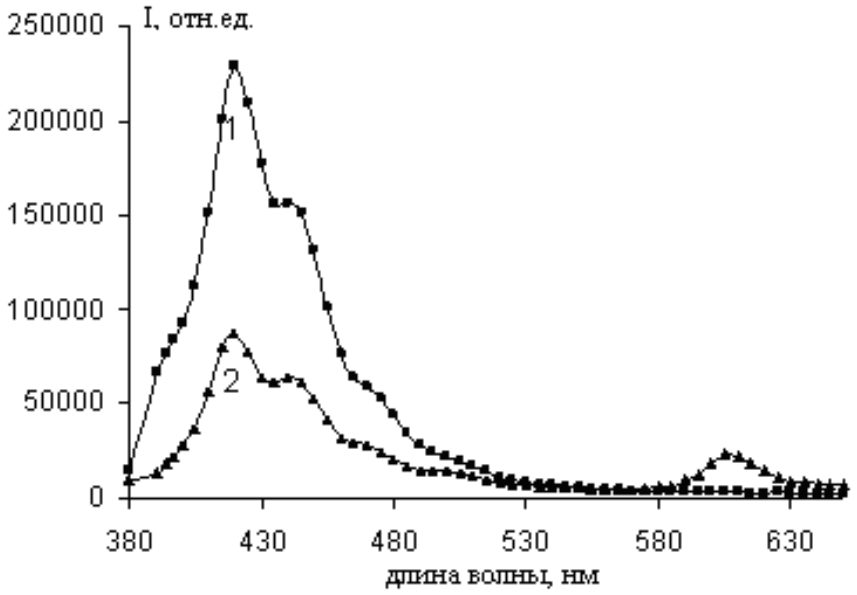



**Рис.1.** Спектр длительной люминесценции ЛБ-пленок при Т=90 К: 1–донор; 2–донор-акцептор

Кривые затухания свечения 1,2-БА и сенсибилизованного свечения родамина С имеют сложную форму. Кинетика длительного свечения донора энергии имеет слабый неэкспоненциальный участок в области до 0,5 мс. В области от 0,5 мс до 2 мс свечение затухает экспонециально. Время жизни триплетного состояния, вычисленное из экспоненциальной части кривой, составляет τ=1,29 мс. При наличии пленки акцептора наблюдается небольшое уменьшение времени жизни триплетов донора (τ=1.16 мс). Полная кинетика сенсибилизованного длительного свечения молекул акцептора также имеет слабовыраженный неэкспоненциальный начальный участок. Время жизни триплетного экситона акцептора, вычисленное из экспонециальной части, составляет 1 мс.

У родаминовых красителей квантовые выходы прямого и обратного интеркомбинационного перехода между нижним возбужденным синглетным $S_1$-состоянием и нижним триплетным состоянием $T_1$ близки к нулю. Поэтому

появление длительного свечения, спектр которого совпадает со спектром быстрой флуоресценции красителя, свидетельствует о заселении триплетных уровней родамина С в результате безызлучательного триплет-триплетного переноса энергии от 1,2-БА к молекулам акцептора. Наблюдаемую сенсибилизованную длительную люминесценции следует отнести к аннигиляционной замедленной флуоресценции (АЗФ) родамина С, т.к., как было сказано выше, переход из $T_1$ в $S_1$–состояние крайне затруднен особенно при температурах близких к температуре жидкого азота.

Известно, что АЗФ может наблюдаться как за счет аннигиляции односортных триплетных экситонов, так и при гетероаннигиляции триплетных экситонов. Применительно для данного случая следует предположить, что сенсибилизованное свечение красителя обусловлено аннигиляцией его триплетных экситонов. Эффективность гетероаннигиляции между триплетными экситонами 1,2-БА и родамина С, видимо, будет мала вследствие низкой вероятности образования триплетных пар между молекулами донора и акцептора на границе раздела слоев.

Исследования влияния температуры на перенос энергии проводились в интервале от комнатной до 90 К. Исследования ЛБ-пленок донора показали, что в интервале 230-90 К интенсивность АЗФ имеет ярко выраженный максимум при Т=160 К. (рис.2). Полученная температурная зависимость АЗФ связана с неоднородным уширением триплетных уровней донорных молекул.

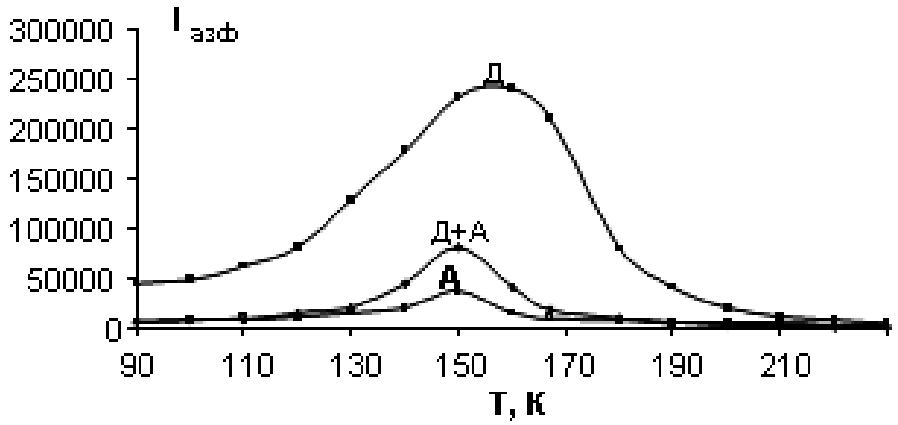



**Рис.2.** Температурная зависимость интенсивности АЗФ ЛБ-пленок донора, донора-акцептора и акцептора

Максимум интенсивности свечения донора при наличии молекул акцептора наблюдается при той же температуре. При этом тушение донорной люминесценции неодинаково во всем температурном интервале. Наиболее сильное падение интенсивности АЗФ донора приходится на область 160-170 К. При Т=170 К интенсивность свечения донора падает в 12 раз. При более низких и более высоких температурах тушение происходит в меньшей степени. Максимум интенсивности сенсибилизованноого свечения родамина С также приходится на область температур 160-170 К.

Таким образом, проведенные исследования показали, что эффективность переноса триплетной энергии от ЛБ-пленки донора к ЛБ-пленке акцептора определяется скоростью миграции триплетных экситонов донора.

1. А.К.Аймуханов, Д.А.Афанасьев, Р.Ж. Гимазетдинов, В.А.Овчинников, *Перспектив. технол., оборуд. и аналит. сист. для материаловед. и наномат.*, Усть-Каменогорск: ВКГТУ, 129-136 (2008)
2. Н.Х. Ибраев, Д. Ж.. Сатыбалдина, Н.С. Куприянов, В.И.Алексеева, Л.Е. Маринина, Л.П. Саввина, *Опт. и спектр.*, **86**, № 3, 383-386, (1999).
3. Г.А. Кецле, Л.В. Левшин, Т.Д. Славнова, А.К. Чибисов, *ДАН СССР,* **201**, №1, 60-63, (1971).

# ФОТОСТЕРЕИЗОМЕРИЗАЦИЯ КОМПОЕНТОВ МОЛЕКУЛЯРНЫХ СЛОЕВ ДИКАРБОЦИАНИНОВОГО КРАСИТЕЛЯ

А.А. Старовойтов, Е.Н. Калитеевская, В.П. Крутякова, Т.К. Разумова
Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

Исследованы спектры возбуждения и излучения флуоресценции молекулярных слоев дикарбоцианиновых красителей. Оценены выходы фотостереизомеризации компонентов слоя в возбужденном состоянии.

Гибридные материалы на основе органических красителей, нанесенных на диэлектрические подложки, внедренных в слоистые или пористые материалы, являются потенциальными кандидатами в качестве оптических материалов нового поколения. В молекулярных слоях выходы и скорости процессов стереоизомеризации уменьшаются, по сравнению с растворами этих же органических молекул, вследствие увеличения сопротивления окружающей среды. Исследования фотоизомеризации компонентов слоев дикарбоцианиновых полиметиновых красителей методами фотолиза показали, что применение такой методики ограничено малой точностью измерений, связанной с малой оптической плотностью слоев и снижением выходов фотоизомеризации. В связи с этим для исследований фотоизомеризации в возбужденном состоянии компонентов слоев применялись методы изучения спектров флуоресценции при возбуждении в пределах полос поглощения различных стереоизомеров и спектров возбуждения флуоресценции.

Выходы фотоизомеризации в возбужденном состоянии оценивались при сопоставлении спектров возбуждения флуоресценции и плотностей поглощения компонентов в слое. Для оценки относительных выходов излучения проводилось сопоставление спектров флуоресценции при различных длинах волн возбуждения, меняющих относительную долю возбужденных молекул. Оценки показали, что выходы фотостереоизомеризации в возбужденном состоянии компонентов толстых слоев дикарбоцианиновых красителей составляют десятки процентов. Отмечен перенос энергии со стереизомеров одной структуры на другие стереизомеры по возбужденному состоянию.

Измерения спектров излучения и возбуждения флуоресценции выполнены на спектрофлуориметре RF-5301 фирмы Shimadzu.

# КР – СПЕКТРОСКОПИЯ В ИССЛЕДОВАНИЯХ ЗАЩИТНОГО ДЕЙСТВИЯ ПРЕПАРАТА СЕМАКС ПРИ ИШЕМИЧЕСКОМ ИНСУЛЬТЕ У КРЫС ПО ОЦЕНКЕ СОСТОЯНИЯ КОМПОНЕНТОВ КРОВИ

Власова И.М.
МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

Исследовано действие препарата Семакс на свободнорадикальное окисление ненасыщенных жирных кислот фосфолипидного слоя липопротеинов низкой плотности (ЛПНП) сыворотки крови крыс при ишемическом инсульте методом КР – спектроскопии. Показано, что Семакс уменьшает окислительный стресс в тканях головного мозга при ишемии, уменьшая вклад воспалительной линии защиты организма при некрозе ткани головного мозга.

КР – спектроскопия широко применяется в исследованиях структуры компонентов крови, а также с целью изучения влияния на них различных внешних факторов, в частности, этот метод может использоваться для исследования повреждения липопротеинов низкой плотности (ЛПНП) крови при ишемическом инсульте. В наших работах ишемический инсульт у крыс вызывался проведением процедуры экспериментальной глобальной (2 часовой) ишемии головного мозга.

Ранее нами были зарегистрированы отличия в размерах и плотности ЛПНП сыворотки крови животных, перенесших экспериментальную ишемию головного мозга, по сравнению с ЛПНП сыворотки крови контрольной группы здоровых животных: после ишемии головного мозга происходит увеличение размера и уменьшение плотности ЛПНП сыворотки крови. Эти изменения, состоящие в свободнорадикальном окислительном повреждении ненасыщенных жирных кислот внешнего амфипатического фосфолипидного слоя ЛПНП сыворотки крови животных после ишемии головного мозга, были обнаружены нами как методами лазерной корреляционной спектроскопии рассеянного света, так и методами спектроскопии комбинационного рассеяния света, а также методами флуоресцентного анализа. Накопление при ишемии свободнорадикальных продуктов в ткани мозга приводит к их последующему попаданию в кровь и к повреждению компонентов крови, в частности, к модификации ЛПНП крови.

Среди исследований механизмов защиты головного мозга от повреждения при ишемии большую роль сейчас играют работы, связанные с изучением медикаментозных препаратов, обладающих нейропротекторным действием. Одним из таких препаратов является синтетический полипептид Семакс (Met-Glu-His-Phe-Pro-Gly-Pro), пептидная последовательность которого запатентована Институтом молекулярной генетики РАН. Семакс усиливает сопротивление организма при гипоксии и ишемии головного мозга. В данной работе методом КР – спектроскопии исследовано защитное действие препарата Семакс на свободнорадикальное перекисное окисление ненасыщенных жирных кислот внешнего фосфолипидного слоя ЛПНП сыворотки крови крыс при ишемическом инсульте, что позволило сделать выводы о степени окислительного стресса в тканях головного мозга при этом патологическом состоянии.

В данной работе исследовались рамановские пики, отвечающие за химические связи в углеводородных цепях ненасыщенных жирных кислот фосфолипидного амфипатического слоя ЛПНП: сравнивалось изменение степени их повреждения после глобальной ишемии головного мозга у крыс, получавших препарат Семакс и не получавших его. С целью оценки фармакокинетических свойств препарата Семакс были проведены измерения КР – спектров полученных в различные дни образцов сыворотки крови крыс обеих групп: как группы, получавшей Семакс, так и контрольной группы, получавшей физиологический раствор.

Обнаружены отличия в КР – спектрах между двумя группами животных в следующих рамановских спектральных линиях, появляющихся после процедуры экспериментальной ишемии головного мозга и соответствующих окислительному повреждению ненасыщенных жирных кислот фосфолипидов ЛПНП – 1060, 1150, 1830 $см^{-1}$. В первые 3 дня после моделирования экспериментальной ишемии головного мозга отличия между двумя группами животных (получавших либо Семакс, либо физиологический раствор) в интенсивностях рамановских пиков практически незначительны, что указывает на примерно одинаковый уровень окислительных свободнорадикальных повреждений ЛПНП сыворотки крови. Существенные отличия между этими двумя группами животных начинаются после 3 дня после ишемии головного мозга. В КР – спектрах сыворотки крови контрольной группы крыс, получавших физиологический раствор, интенсивность рамановских пиков больше интенсивности соответствующих пиков в КР – спектрах сыворотки крови крыс, получавших Семакс.

При ишемии головного мозга происходит повышенное образование АФК по двум причинам. Первая из них – нарушение окислительного фосфорилирования в тканях головного мозга. Вторая – включение воспалительной линии защиты организма при некрозе ткани головного мозга. Вследствие сбоев окислительного фосфорилирования в клетках тканей головного мозга АФК образуются сразу после ишемии головного мозга или в течение 1 дня. Включение воспалительной линии защиты организма при некрозе тканей головного мозга при ишемии происходит позднее – спустя 2 - 3 дня после ишемической процедуры. Как видно из наших экспериментов, проведенных методами КР - спектроскопии, по оценке повреждений ненасыщенных жирных кислот фосфолипидого слоя ЛПНП сыворотки крови крыс, Семакс уменьшает окислительный стресс в тканях головного мозга при ишемии, уменьшая вклад второй причины – уменьшая производство свободнорадикальных соединений при включении воспалительной линии защиты организма.

## ПОЛЯРИЗАЦИЯ ВАКУУМА И ДИНАМИЧЕСКИЕ ПОПРАВКИ К ЛЭМБОВСКОМУ СДВИГУ В МЮОННЫХ АТОМАХ

Васильев А.А., Гайнутдинов Р.Х., Мутыгуллина А.А.
Казанский государственный университет им. В.И. Ульянова-Ленина, Казань, Россия

Исследуются эффекты поляризации вакуума в мюонных атомах. Рассматриваются поправки к лэмбовскому сдвигу энергетических уровней в мюонных атомах, которые до этого не учитывались. В случае тяжелых мюонных атомов эти поправки могут быть больше чем поправки Челлена-Сабри и Уичмэна-Кролла.

Мюонные атомы относят к так называемым экзотическим атомам. От обычных электронных атомов они отличаются лишь тем, что один электрон заменен на мюон, более тяжелую частицу чем электрон. Мюонные состояния вследствие большей массы мюона расположены к ядру примерно на два порядка ближе чем электронные. Лёгкие мюонные атомы могут объединяться в мюонные молекулы. Примерами таких молекул являются молекулярные комплексы, содержащие молекулярные ионы дейтерий-дейтерий-мюон и дейтерий-тритий-мюон. Вследствие близкого расположения ядер существенно увеличивается вероятность туннелирования ядер через отталкивающий их кулоновский барьер. В результате повышается вероятность ядерного синтеза, названного “холодным синтезом”. В среднем один и тот же мюон может катализировать около 150 ядерных реакций в молекуле дейтерий-тритий-мюон [1]. К сожалению, этого не достаточно для получения выигрыша в энергии, т.к. на производство мюонов, трития и других частиц приходится затрачивать гораздо больше энергии. Поэтому в последнее время появилось направление, связанное с осуществлением мюонного катализа ядерного синтеза в сверхинтенсивных лазерных полях. Вероятно, в таких полях наиболее важное значение будут играть КЭД эффекты. Другими приложениями мюонных атомов являются изучение электромагнитной структуры атомных ядер и проверка на точность КЭД связанных состояний. Но, с одной стороны, чтобы точно определять вклады от эффектов структуры ядра (например, конечного размера ядра и поляризации ядерного заряда), надо быть уверенным в высокой точности КЭД связанных состояний. С другой стороны, чтобы проверять на точность КЭД связанных состояний, нужно быть уверенным в правильности описания эффектов, связанных со структурой ядра.

В данной работе рассматриваются КЭД эффекты для связанных состояний, обусловленные рождением и уничтожением электрон-позитронной пары в поле ядра и мюона. В настоящее время одним из широко используемых подходов для описания КЭД эффектов для связанных состояний является метод, основанный на формализме адиабатической S-матрицы. Эффективность этого подхода обусловлена тем, что в нём проблема связанных состояний решается в терминах S-матрицы, для вычисления которой можно использовать стандартные методы теории перенормировок в КЭД. Цена, которую необходимо платить за эти удобства, заключается в том, что при этом игнорируются некоторые динамические процессы, поскольку временная эволюция системы в принципе не может быть описана в терминах S-матрицы. В настоящей работе эффекты поляризации электронного вакуума рассматриваются в рамках обобщённой квантовой динамики (ОКД) [2], что позволяет явно учитывать динамические процессы. В работе [3] были получены гриновский оператор и оператор эволюции, описывающие связанный с ядром мюон с учётом рождения и аннигиляции в их поле электрон-позитронной пары. Гриновский оператор построен на базисе собственных векторов $|n\rangle$ гамильтониана Дирака $\mathrm{H}_0$ и имеет вид

$$\mathrm{G}(z) = \sum_n \frac{|n\rangle\langle n|}{z - E_n^{(0)} - \mathrm{C}_n(z)}, \qquad (1)$$

где $E_n^{(0)}$ – собственное значение (энергия связи) гамильтониана Дирака $\mathrm{H}_0$, а функция $\mathrm{C}_n(z)$ описывает взаимодействие атома с вакуумом. Энергия уровня

определяется из условия полюса в гриновском операторе (1) из решения следующего уравнения

$$z - E_n^{(0)} - \mathrm{C}_n(z) = 0\,. \qquad (2)$$

Функция $\mathrm{C}_n(z)$ определяется из решения обобщенного динамического уравнения, определенного в работе [3]. Уравнение на $\mathrm{C}_n(z)$ можно записать в следующем виде

$$\frac{d}{dz}\mathrm{C}_n(z) = 2(2p)^2 \int\limits_{-\infty}^{+\infty} \frac{d^3q}{(2p)^3} 2\,\mathrm{U}_n(\mathbf{q}) \frac{Z\text{б}^2}{|\mathbf{q}|^4} \times$$

$$\times \int\limits_{-\infty}^{\infty} \frac{d^3p_1}{(2p)^3 2E_{p_1} 2E_{p_2}} \frac{4(E_{p_1}E_{p_2} + \mathbf{p}_1\mathbf{p}_2 - m_e^2)}{(z - E_n^{(0)} - E_{p_1} - E_{p_2} - \mathrm{C}_n(z - E_{p_1} - E_{p_2}))^2}\,, \qquad (3)$$

где $\mathbf{p}_1$ и $E_{p_1} = \sqrt{m_e^2 + \mathbf{p}_1^2}$ – импульс и энергия электрона; $\mathbf{p}_2$ и $E_{p_2} = \sqrt{m_e^2 + \mathbf{p}_2^2}$ – импульс и энергия позитрона; $\mathbf{p}_2 = \mathbf{q} - \mathbf{p}_1$ и $\mathbf{q}$ есть импульс, который переносится кулоновским фотоном. Решение уравнения (3) с учётом граничных условий, определённых в [3], можно представить как

$$\mathrm{C}_n(z) = \mathrm{C}_n^{(1)}(z) + \mathrm{C}_n^{(2)}(z) + \ldots, \qquad (4)$$

где

$$\mathrm{C}_n^{(1)}(z) = -\frac{2m_e^2}{3} \int\limits_{-\infty}^{\infty} \frac{d^3q}{(2p)^3} 2\,\mathrm{U}_n(\mathbf{q}) \frac{Z\text{б}^2}{|\mathbf{q}|^2} \times$$

$$\times 4\int\limits_1^{\infty} dx \frac{(x+1/2)\sqrt{x-1}}{x^{3/2}(4m_e^2 x - (z - E_n^{(0)})^2 + |\mathbf{q}|^2 + i0)} \times$$

$$\times \left( \frac{z - E_n^{(0)}}{\sqrt{|\mathbf{q}|^2 + 4m_e^2 x}} + \frac{(z - E_n^{(0)})^2 - |\mathbf{q}|^2}{4m_e^2 x} \right) \qquad (5)$$

и

$$\mathrm{C}_n^{(2)}(z) = -\mathrm{C}_n^{(1)}(E_n^{(0)}) \frac{d}{dz}\mathrm{C}_n^{(1)}(z) + 2\,\mathrm{C}_n^{(1)}(z) \left( \frac{d}{dz}\mathrm{C}_n^{(1)}(z) \right) \Bigg|_{z=E_n^{(0)}} +$$

$$+ 2(2p)^2 \int\limits_{-\infty}^{\infty} \frac{d^3q}{(2p)^3} 2\,\mathrm{U}_n(\mathbf{q}) \frac{Z\text{б}^2}{|\mathbf{q}|^4} \int\limits_{-\infty}^{\infty} \frac{d^3p_1}{(2p)^3} \frac{4(E_{p_1}E_{p_2} + \mathbf{p}_1\mathbf{p}_2 - m_e^2)}{2E_{p_1} 2E_{p_2}} \times$$

$$\times \int\limits_{-\infty}^{\infty} \frac{d^3q'}{(2p)^3} 8\,\mathrm{U}_n(\mathbf{q}') \frac{Z\text{б}^2}{|\mathbf{q}'|^2} 2\left( -\frac{2m_e^2}{3} \right) \int\limits_1^{\infty} dx \frac{(x+1/2)\sqrt{x-1}}{x^{3/2}\left(4m_e^2 x + |\mathbf{q}'|^2\right)^2} \times$$

$$\times \ln\left| \frac{z'}{z' - \sqrt{4m_e^2 x + |\mathbf{q}'|^2}} \right|, \qquad (6)$$

где $z' = z - E_n^{(0)} - E_{p_1} - E_{p_2}$. Энергию уровня $E_n$ можно записать как

$$E_n = E_n^{(0)} + \mathrm{C}_n^{(1)}(E_n) + \mathrm{C}_n^{(2)}(E_n) + \ldots \quad (7)$$

Величину $\mathrm{C}_n^{(1)}(E_n)$ можно представить как $\mathrm{C}_n^{(1)}(E_n) = \mathrm{C}_n^{(1)}(E_n^{(0)}) + \Delta E_{n,\mathrm{dyn}}$, где $\mathrm{C}_n^{(1)}(E_n^{(0)})$ есть в точности поправка Юлинга, получаемая в лидирующем порядке с помощью метода адиабатической S-матрицы. Величину $\Delta E_{n,\mathrm{dyn}}$ можно рассматривать как поправку Юлинга. Динамическая поправка в лидирующем порядке $\Delta E_{n,\mathrm{dyn}}^{(1)}$ для мюонного водорода оказалась сопоставима с поправкой Уичмэна-Кролла и для мюонного свинца с поправками Челлена-Сабри и Уичмэна-Кролла, а поправка $\mathrm{C}_n^{(2)}(E_n)$ их превосходит. Таким образом, мы показали, что существуют поправки к лэмбовскому сдвигу в мюонных атомах, которые раньше в КЭД не учитывались. Эти поправки по абсолютной величине уступают только поправке Юлинга и могут существенно влиять на предсказания теории.


1. С.С. Герштейн, Ю.В. Петров, Л.И. Пономарев, *УФН*, **160**, 3-46 (1990).
2. R.Kh. Gainutdinov, *J. Phys. A: Math. Gen.,* **32**, 5657-5677, (1999).
3. R.Kh. Gainutdinov, A.S. Iyudin, A.A. Mutygullina, *Proc. of Spie.*, **6181**, 618113-1-618113-10, (2006).


# ИССЛЕДОВАНИЕ СОПОЛИМЕРОВ ПРОПИЛЕНА С БУТЕНОМ-1 И ОКТЕНОМ-1 МЕТОДОМ ПОЛЯРИЗАЦИОННОЙ СПЕКТРОСКОПИИ КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ


Ген Д.Е., Прохоров К.А., Николаева Г.Ю., Сагитова Е.А., Пашинин П.П.,Ковальчук А.А.*, Клямкина А.Н.*, Недорезова П.М.*, Оптов В.А.*,Шклярук Б.Ф.**

Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия

*Институт химической физики им. Н.Н. Семенова РАН, Москва, Россия

**Институт нефтехимического синтеза им. А.В. Топчиева РАН, Москва, Россия



Методом поляризационной спектроскопии комбинационного рассеяния (КР) света исследованы статистические сополимеры пропилена ($C_3H_6$) с бутеном-1 ($C_4H_8$) и октеном-1 ($C_8H_{16}$). Изучена связь структуры сополимеров с относительным содержанием сомономеров.


Благодаря оптимальному соотношению между себестоимостью и эксплуатационными характеристиками, изотактический полипропилен (ПП) занимает второе место в мире по объему производства среди полиолефиновых материалов. Однако с расширением практического использования полимеров требования к их характеристикам продолжают возрастать. Одним из наиболее

эффективных и недорогих способов модификации свойств широко используемых полимеров является сополимеризация. Наибольший интерес для современной промышленности представляют статистические сополимеры, так как, даже при небольшом содержании второго мономера (до 10 мол. %), статистическое распределение звеньев сомономеров позволяет значительно снизить степень кристалличности гомополимера, и, следовательно, целенаправленно и в широком диапазоне изменять свойства полимерного материала.

Спектроскопия КР – высокоинформативный, удобный и неразрушающий метод исследования структуры различных материалов. Как правило, спектры КР полимеров чувствительны к изменениям в химическом составе, конформационном и фазовом порядках, способу упаковки молекул и другим практически важным структурным характеристикам материала.

Целью данной работы было исследование методом поляризационной спектроскопии КР изменений в структуре изотактического ПП при введении в цепь второго мономера. В качестве второго мономера были выбраны бутен-1 и октен-1, что позволило исследовать зависимость структуры и спектра КР сополимеров пропилена от длины боковой цепи второго мономера. Данные образцы были синтезированы с использованием анса-металлоценового катализатора, активированного полиметилалюмоксаном *rac*-$Me_2Si(4\text{-}Ph\text{-}2\text{-}MeInd)_2ZrCl_2/MAO$[1]. Исследование методами рентгеноструктурного анализа (РСА), дифференциально-сканирующей калориметрии (ДСК) и механическими испытаниями[2,3] показало, что степень кристалличности и модуль Юнга сополимеров уменьшаются с уменьшением содержания пропилена, а разрывное удлинение увеличивается. На Рис. 1 и Рис. 2 приведены примеры спектров КР пленок сополимеров пропилена с октеном-1.

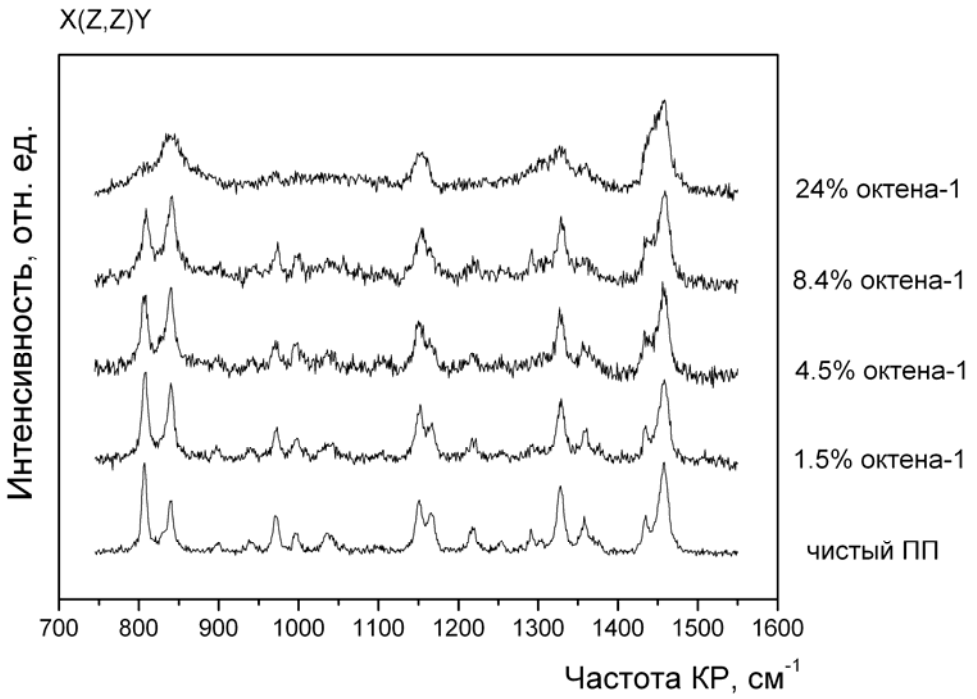



**Рис. 1.** Спектры КР сополимеров пропилена с октеном-1 в области валентных колебаний С-С связи и деформационных колебаний $CH_2$ и $CH_3$ групп. Спектры зарегистрированы при параллельных направлениях поляризации возбуждающего и рассеянного излучения при рассеянии на 90° со спектральным разрешением 5 $см^{-1}$. Длина волны возбуждения - 488 нм

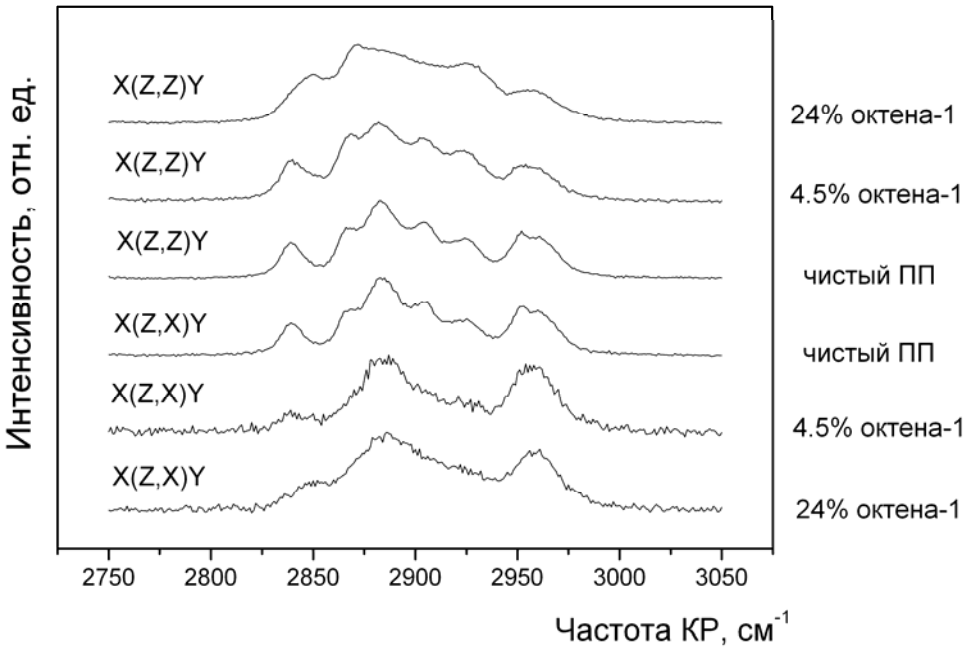



**Рис. 2.** Спектры КР сополимеров пропилена с октеном-1 в области валентных колебаний $CH_2$ и $CH_3$ групп. Спектры зарегистрированы при параллельных (X(Z,Z)Y) и скрещенных (X(Z,X)Y) направлениях поляризации возбуждающего и рассеянного излучения

Вид спектров КР всех кристаллических модификаций изотактического ПП в основном определяется спиральной конформацией макромолекул, а не способом их упаковки в кристаллическую решетку[4]. Поэтому, наблюдаемые сильные и монотонные изменения в спектрах исследуемых сополимеров были объяснены изменением конформационного порядка макромолекул. Интенсивности линий с максимумами около 809 и 841 см$^{-1}$ отражают содержание макромолекул в спиральной конформации в кристаллической и некристаллической фазах, соответственно[5]. Таким образом, уменьшение интенсивности этих линий при уменьшении содержания пропилена (Рис. 1) свидетельствует о разрушении спиральной конформации макромолекул и об уменьшении степени кристалличности исследуемых сополимеров, что находится в соответствии с данными РСА и ДСК[2,3].

Для двух серий исследуемых сополимеров изменения в спектрах КР были идентичны. Однако для серии сополимеров с октеном-1 изменения спектральных характеристик носили значительно более выраженный характер по сравнению с сополимерами с бутеном-1, что объясняется большей длиной боковой цепи октена-1.

Интересно отметить, что с уменьшением степени кристалличности сополимеров поляризованные спектры КР в диапазоне валентных колебаний $CH_2$ и $CH_3$ групп (Рис. 2) становятся похожими на спектры жидких n-алканов[6], структура которых также содержит $CH_2$ и $CH_3$ группы.

Проведенные исследования показали, что спектроскопия КР является эффективным инструментом исследования структуры сополимеров пропилена.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (N 08-02-00909-а) и частично финансируется Грантом Президента РФ для государственной поддержки ведущих научных школ РФ (НШ-476.2008.2).

1. П.М. Недорезова, и др., *Высокомолек. соед. А*, **43**, № 4, 605-617, (2001).
2. П.М.Недорезова, и др., *Высокомолек. Соед.*, (2009), принята к печати.
3. П.М. Недорезова, А.Н. Клямкина, А.А. Ковальчук, Б.Ф. Шклярук, готовится к печати.
4. J.M. Chalmers, *et al.*, *J. Raman Spectrosc.*, **22**, 613-618, (1991).
5. A.S. Nielsen, D.N. Batchelder, R. Pyrz, *Polymer*, **43**, 2671-2676, (2002).
6. Yu.V. Shemouratov, *et al.*, *Laser Physics*, **18**, № 5, 554-567, (2008).

# ДВУХИМПУЛЬСНАЯ ЛАЗЕРНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ УГЛЕРОДИСТЫХ СТАЛЕЙ

Ермалицкая К.Ф.
Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь

Исследованы процессы поступления вещества углеродистых сталей в лазерную плазму, возбуждаемую сдвоенными лазерными импульсами с микросекундным межимпульсным интервалом. Разработана аналитическая методика количественного анализа углеродистых сталей.

Углеродистые стали являются одним из самых распространенных конструкционных материалов в промышленности. Несмотря на быстрое развитие различных методов количественного спектрального анализа до сих пор существует проблема определения концентрации элементов в неоднородностях, образующихся при кристаллизации стали[1]. Лазерная спектроскопия позволяет проводить спектральный анализ включений и неоднородностей размером ~ 100 мкм (диаметр лазерного пятна на поверхности).

Одним из наиболее перспективных направлений развития лазерной спектрометрии является использования в качестве источника возбуждения спектра сдвоенных лазерных импульсов с микросекундными интервалами[2]. Второй лазерный импульс, приходящий с задержкой относительно первого, взаимодействует не только с поверхностью вещества, но и с плазмой, испаряя находящиеся там жидкие капли и частицы и дополнительно возбуждая атомы и ионы. Преимущества использования двухимпульсной спектрометрии по сравнению с одноимпульсной в аналитических целях очевидны: при одинаковой степени деструкции поверхности регистрируемая интенсивность спектральных линий элементов в первом случае значительно выше[3]. Это приводит к снижению пределов обнаружения элементов и уменьшения погрешности количественного анализа.

Целью данной работы было исследование процессов поступления вещества углеродистых сталей в лазерную плазму, возбуждаемую сдвоенными лазерными импульсами и разработка аналитической методики количественного анализа.

Исследования проводились с помощью многоканального двухимпульсного лазерного спектрометра LSS-1 (производства LOTIS-TII, г. Минск). Источником возбуждения спектров является неодимовый лазер с длиной волны 1064 нм, работающий с частотой повторения импульсов 10 Гц. Энергия лазерного импульса изменяется от 10 до 100 мДж, межимпульсный интервал – от 0 до 100 мкс с шагом

1 мкс. Все эксперименты проводились в атмосфере воздуха без предварительной обработки поверхности исследуемых образцов.

Объектом исследования являлись стандартные образцы углеродистых сталей 138а (1а, 2а, 3а, 4а и 5а). Главным требованием, предъявляемым к методам спектрального анализа стали в заводских лабораториях, является возможность экспресс определения концентрации углерода в мишени. Использование сдвоенных лазерных импульсов позволяет определять содержание С в сталях без предварительной механической и химической обработки поверхности в атмосфере воздуха. Эксперимент показал, что максимальная интенсивность спектральных линий углерода, а, следовательно, и минимальная погрешность анализа, имеет место при межимпульсном интервале 1 мкс. В данном случае после воздействия первого импульса в приповерхностной зоне образуется область пониженного давления, и углерод, вырываемый с поверхности вторым импульсом, испускает излучение, не образуя соединения с кислородом окружающего воздуха.

Определение концентрации примесей в сталях (медь, хром, никель, марганец и др.) необходимо проводить при межимпульсном интервале 10 мкс. При этом энергия второго лазерного импульса расходуется не на лазерную абляцию поверхности, а на испарение жидких капель и конденсированных частиц, образовавшихся в расширяющейся эрозионной плазме. Теплота испарения ассоциативных комплексов, образовавшихся при конденсации вещества и состоящих из 100-1000 атомов, значительно ниже теплоты испарения массивного образца. Таким образом, можно сделать вывод, что большая часть энергии второго импульса идет не на испарение вещества, а на возбуждение эмиссионных спектров компонентов сплава.

Градуировочные графики для количественного анализа углеродистых сталей строятся в координатах логарифм интенсивности спектральной линии элемента lg *I* – логарифм его концентрации lg *C*. Полученные точки аппроксимируются прямой и вычисляется квадрат коэффициента корреляции $R^2$. Градуировочные графики для определения концентрации углерода, меди и никеля в сталях приведены на рис. 1.

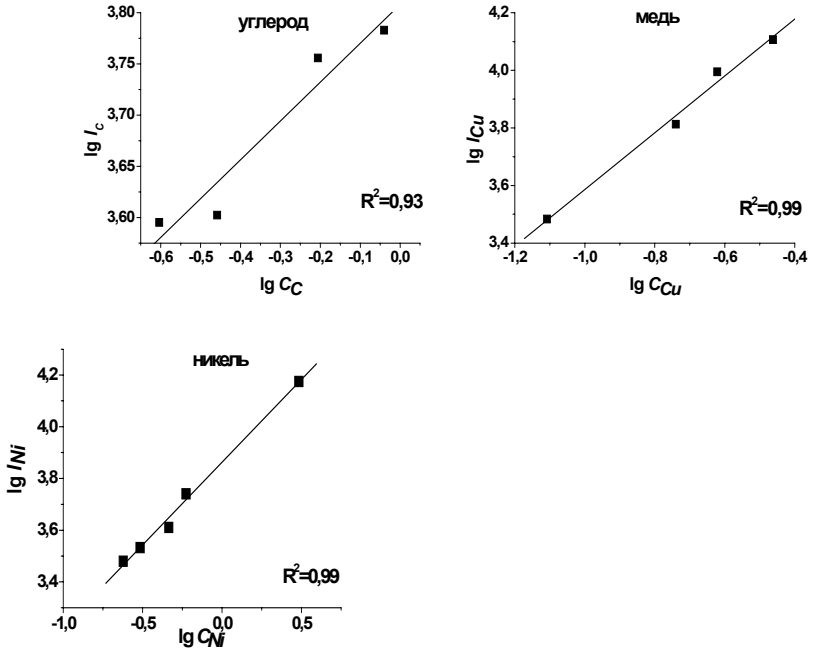



**Рис. 1.** Градуировочные графики для определения концентрации углерода, меди и никеля в углеродистых сталях

Таким образом, двухимпульсная лазерная спектроскопия является предпочтительным методом количественного анализа углеродистых сталей, поскольку позволяет одновременно определять содержание углерода и различных металлических включений в исследуемом образце без предварительной механической химической обработки поверхности в атмосфере воздуха. Минимальный размер повреждений мишени при воздействии лазерного излучения дает возможность проводить сканирование и количественный анализ неоднородностей, а также послойный количественный анализ сталей.

1. L. Peter, V. Sturm, R. Noll, *Appl. Opt*., **42**, 6199–6204, (2003).
2. M. Hemmerlin, R. Meilland et al., *Spectrochim. Acta*, *Part B*, **56**, 661–669, (2001).
3. M. Khater, J. Costello, E. Kennedy, *Appl. Spectrosc*., **56**, 970-984, (2002).

# ЭЛЕКТРОМАГНИТНО-ИНДУЦИРОВАННАЯ ПРОЗРАЧНОСТЬ И АБСОРБЦИЯ В ПОЛЕ ВСТРЕЧНЫХ ЭЛЛИПТИЧЕСКИ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ВОЛН

Бражников Д.В., Тайченачев А.В., Тумайкин А.М., Юдин В.И.
Институт лазерной физики СО РАН, Новосибирск, Россия
Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия

Предложен метод взаимной трансформации резонансов электромагнитно-индуцированной абсорбции и прозрачности в Ханле-конфигурации. Показано, что знаком (типом) субнатурального резонанса можно управлять с помощью изменения параметров поляризации встречных световых волн (эллиптичности, угол между осями эллипсов). Результаты могут найти применение в метрологии и нелинейной оптике.

Нелинейные эффекты, в основе которых лежат атомарные когерентные состояния, привлекают в настоящее время большое внимание ученых. Они находят множество применений в таких современных областях науки и техники, как спектроскопия сверхвысокого разрешения, прецизионная метрология (компактные атомные часы и магнитометры), лазерное сверхглубокое охлаждение, оптические коммуникации и нелинейная оптика, квантовая информатика и многое другое. Одними из ярких проявлений таких эффектов является резонанс электромагнитно-индуцированной прозрачности (ЭИП, [1]), в основе которого лежит явление когерентного пленения населенностей (КПН, [2]). Обычно резонанс ЭИП наблюдается либо в двухчастотном поле в виде узкого провала в поглощении одного из пучков, либо используется схема с одним световых пучком, а сигналом является его поглощение как функция приложенного к кювете статического магнитного поля (Ханле-конфигурация). Ширина ЭИП-резонанса может быть на один-два порядка меньше естественной (т.н. субнатуральный резонанс).

Относительно недавно, в 1997 г., экспериментально был открыт субнатуральный резонанс обратного к ЭИП знака – резонанс электромагнитно-индуцированной абсорбции (ЭИА, [3]). Эксперименты проводились с

однонаправленными линейно или циркулярно поляризованными световыми пучками. Затем эффект ЭИА был наблюден и в Ханле-конфигурации [4]. Физика наблюдения этого эффекта была раскрыта в нашей работе [5], где показано, что в его основе лежит спонтанный перенос анизотропии (зеемановской когерентности) с возбужденного уровня на основной. Так же как и резонанс ЭИП, резонанс обратного знака представляет большой интерес и интенсивно исследуется в настоящее время. Особую важность, на наш взгляд, представляют исследования влияния параметров поляризации световых волн на характеристики резонансов ЭИП и ЭИА. Например, в работе [6] продемонстрировано существенное влияние эллиптичности бегущей волны на амплитуду резонанса ЭИА в Ханле-конфигурации.

В настоящей работе предложен относительно простой метод управления знаком субнатурального резонанса. Возможность трансформации ЭИА в ЭИП и обратно основана на использовании конфигурации из встречных волн и изменении их параметров поляризации (эллиптичностей $\varepsilon_1$, $\varepsilon_2$, относительного угла $\varphi$ между эллипсами). Теоретический анализ проведен для Λ-схемы, расстояние между подуровнями основного состояния которой пропорционально магнитному полю, приложенному вдоль волновых векторов волн. Аналитические результаты были подкреплены численными расчетами для различных реальных атомных переходов и поляризаций. Так, на Рис.1 представлено поглощение пробного пучка для случая линейно поляризованных волн ($\varepsilon_{1,2}$=0) и перехода $F$=2→$F'$=3 в атоме $^{87}$Rb. Из рисунка видно, что при параллельных линейных поляризациях наблюдается резонанс ЭИА, а при ортогональных – ЭИП. Управлять знаком также можно и за счет изменения эллиптичностей $\varepsilon_{1,2}$ при постоянном угле $\varphi$ между осями эллипсов.

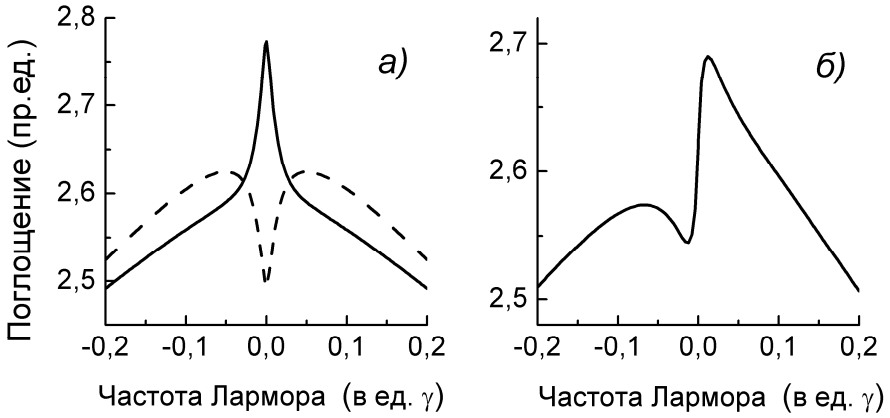



**Рис.1.** Поглощение пробного пучка как функция продольного магнитного поля (частоты Лармора). Поляризации встречных волн – линейные: *а)* параллельные (сплош.) и ортогональные (штрих.), *б)* под углом $\varphi=\pi/4$

Результаты исследований могут быть интересны, например, с точки зрения магнитометрии (создание компактных магнитометров нового поколения) и оптических коммуникаций (управление групповой скоростью импульсов света в среде). Работа выполнена при поддержке Минобрнауки в рамках программы «Развитие научного потенциала высшей школы (2009-2010 гг.)», РФФИ (08-02-01108, 08-02-01347, 07-02-01028) и Президиума СО РАН. Д.В. Бражников был также поддержан грантом фонда «Династия» и «Фондом содействия отечественной науке».

1. S.E. Harris, *Phys. Today*, **50**(7), 36-42, (1997).

2. G. Alzetta, A. Gozzini, L. Moi, G. Orriols, *Nuovo Cimento B*, **36**(1), 5-20, (1976).
3. A.M. Akulshin, S. Barreiro, A. Lezama, *Phys. Rev. A*, **57**, 2996-3002, (1998).
4. Y. Dancheva, G. Alzetta, S. Cartaleva, M. Taslakov, Ch. Andreeva, *Opt. Commun.*, **178**, 103-110, (2000).
5. А.В. Тайченачев, А.М. Тумайкин, В.И. Юдин, *Письма в ЖЭТФ*, **69**(11), 776-781, (1999).
6. Д.В. Бражников, А.В. Тайченачев, А.М. Тумайкин, В.И. Юдин, С.А. Зибров, Я.О. Дудин, В.В. Васильев, В.Л. Величанский, *Письма в ЖЭТФ*, **83**(2), 71-75, (2006).

# ВЫЧИСЛЕНИЕ АТМОСФЕРНЫХ ФУНКЦИЙ ПРОПУСКАНИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ ДЛЯ ВОССТАНОВЛЕНИЯ ОБЩЕГО СОДЕРЖАНИЯ МЕТАНА С УЧЕТОМ СПЕКТРОВ ПОГЛОЩЕНИЯ МЕШАЮЩИХ ГАЗОВ

Воронина Ю.В., Чеснокова Т.Ю., Пономарев Ю.Н., Капитанов В.А.
Институт оптики атмосферы СО РАН, Томск, Россия

В работе исследуется влияние спектральных линий атмосферных газов на восстановление концентрации метана из измерений солнечного излучения в спектральном диапазоне 1.61-1.67 мкм. Проведенное моделирование функции пропускания атмосферы для различных вертикальных профилей концентрации метана и этилена показало необходимость учета спектральных линий поглощения этилена в радиационных расчетах в этом диапазоне в дополнение к обычно учитываемым газам $CH_4$, $H_2O$, $CO_2$.

Метан является одним из основных атмосферных парниковых газов. Согласно исследованиям[1] вклад удвоения атмосферной концентрации метана в радиационный нагрев атмосферы может составлять примерно 38% от величины вклада от удвоения концентрации углекислого газа. Метан попадает в атмосферу как из естественных (болота, тундра, водоемы, насекомые), так и из антропогенных источников (рисовые поля, шахты, животные, горение биомассы и т.д.). В 2006 году в работе[2] появились неизвестные ранее данные об эмиссии метана растениями, с чем авторы[2] связали повышенную концентрацию метана в районе тропиков, полученную по данным спутникового спектрометра SCIAMACHY[3].

В области 1.65 мкм, которая часто используется для определения содержания метана в атмосфере из измерений солнечного излучения, вместе со спектральными линиями поглощения метана присутствуют линии $H_2O$, $CO_2$, $N_2O$, CO, $C_2H_4$ и других атмосферных газов. Неточное задание спектроскопических параметров этих газов в радиационных расчетах может привести к значительным погрешностям в восстановленном значении концентрации метана.

В работе[4] показано, что возможной причиной расхождения модельного и атмосферного спектра излучения, измеренного в надир спутниковым спектрометром SCIAMACHY в области 1.63-1.67 мкм, может быть неточность в параметрах линий водяного пара в популярной спектроскопической базе данных HITRAN[5], которая наиболее часто используется в атмосферных радиационных расчетах, а также неучет

слабых линий $H_2O$, отсутствующих в этой базе данных. Использование уточненной базы данных Bxl-Reims[6] по параметрам линий $H_2O$ в этом спектральном диапазоне позволило уменьшить различие между модельным и измеренным спектрами, особенно для тропической атмосферы, где большое содержание водяного пара. Расхождения между модельными и измеренными спектрами излучения по данным спектрометрических измерений со спутника GOSAT также были уменьшены при использовании уточненной базы данных по линиям метана в области 1.67 мкм[7]. Но расхождения полностью устранить не удалось.

Проведенные в работе[8] исследования эмиссии газов растениями с использованием газоанализатора на базе диодного лазера (1.65 мкм) показали, что растения выделяют этилен в количествах, превосходящих среднее фоновое содержание, а эмиссия метана растениями незначительна. В настоящее время при восстановлении общего содержания метана в атмосфере по данным измерений наземных и спутниковых спектрометров в диапазоне спектра 1,63-1,67 мкм не учитывают поглощение излучения этиленом, т.к. информация по линиям поглощения $C_2H_4$ отсутствует в спектроскопической базе данных HITRAN, которая обычно используется в атмосферных расчетах.

Чтобы оценить влияние линий этилена на определение общего содержания метана в атмосфере, в нашей работе было проведено моделирование пропускания атмосферы методом line-by-line в спектральном диапазоне, где измеряет спутниковый спектрометр SCIAMACHY с тем же спектральным разрешением (1.48 нм). Поглощение газами $CH_4$, $H_2O$, $CO_2$, $N_2O$, CO учитывалось по данным HITRAN-2004, а поглощение этиленом на основе нового экспериментально зарегистрированного спектра поглощения[8,9]. Спектр поглощения этилена был получен в Институте оптики атмосферы на диодном лазерном спектрометре ближнего ИК-диапазона с двумя резонансными оптико – акустическими детекторами в области 6035 – 6200 см$^{-1}$. Спектральное разрешение спектрометра составляло $2\cdot10^{-4}$ см$^{-1}$, предельная чувствительность – $4\cdot10^{-23}$ см$^2$/молек.

Высотные профили концентрации газов $CH_4$, $H_2O$, $CO_2$, $N_2O$, CO учитывались на основе метеомодели AFGL[10] для лета средних широт, а высотные профили концентрации этилена были взяты из работ[11,12]. Профиль этилена в работе[11] был получен для случая лесных пожаров, а в работе[12] – при обычных атмосферных городских условиях.

На рис. 1 приведено сравнение функций пропускания, вычисленных на вертикальной атмосферной трассе от 0 до 100 км с учетом различных профилей концентраций метана и этилена. При равномерном увеличении концентрации метана в вертикальном профиле на 10% по сравнению с исходным AFGL профилем различие в атмосферном пропускании составило не более 0,25% в диапазоне 6025 – 6200 см$^{-1}$ (1,61 - 1,66 мкм), а при увеличении концентрации метана на 1% пропускания различаются всего на 0.023%. Соответственно, чтобы восстанавливать концентрацию метана с погрешностью менее 1%, нужно рассчитывать атмосферное пропускание с высокой точностью (0,02% и выше). При этом атмосферное пропускание, вычисленное с профилями этилена из работ[11,12], различается почти на 0.4%. Таким образом, эти цифры показывают необходимость учета спектральных линий поглощения этилена при восстановлении общего содержания метана в атмосфере по данным спектрометров, работающих в спектральном диапазоне 1.6 – 1.67 мкм.

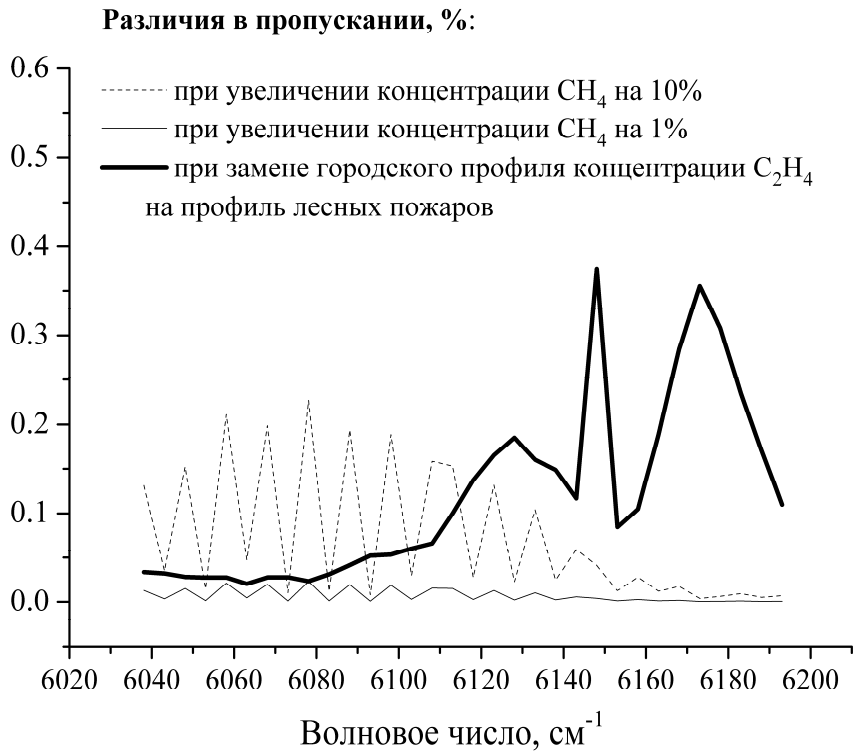



**Рис.1**. Различие в пропускании атмосферы, рассчитанном при различных высотных профилях концентрации метана и этилена


1. К.М. Фирсов, Т.Ю. Чеснокова, *Оптика атмосферы и океана*, **12**, №9, 790-795, (1999).
2. F.Keppler, J.T.G.Hamilton, M.Braz, T.Rockmann, *Nature*, **439**, 187-191, (2006).
3. C.Frankenberg, J.F.Meiring, M.van Weele, U.Platt, J.T.G.Wagner, *Science*, **308**, 1010-1014, (2005).
4. C. Frankenberg, P. Bergamaschi, A. Butz, S.Houweling, J.F. Meirink, J. Notholt, A.K. Petersen, H. Schrijver, T.Warneke, I. Aben, *Geophysical research letters*, **35**, №15, (2008).
5. http://www.hitran.com
6. A. Jenouvrier, L. Daumont, L. R´egalia-Jarlot, V. G. Tyuterev, M. Carleer, A. C. Vandaele, S. Mikhailenko, S. Fally, *JQSRT*, **105**, №2, 326–355, (2007).
7. O.M. Lyulin, A.V, Nikitin, V.I. Perevalov, I. Morino, T.Yokota, K. Ryoichi, W. Takeshi, *JQSRT*, **110**, 9-10, 654-668, (2009).
8. В.А. Капитанов, Ю.Н. Пономарев, *Оптика атмосферы и океана*, **19**, №5, 399-403, (2006).
9. В.А. Капитанов, О.Ю. Никифорова, Ю.Н. Пономарев*, Оптика атмосферы и океана*, **21**, №5, 432-440, (2008).
10. G.P. Anderson, S.A. Clough, F.X., Kneizys, J.H., Chetwynd, E.P. Shettle, *AFGL-TR-86-0110, AFGL (OPI), Hanscom AFB*, MA 01736
11. C.P. Rinsland, C. Paton-Walsh, N.B. Jones, D.W.T. Griffith, A. Goldman, S.W. Wood, L. Chiou, A. Meier, *JQSRT*, **96**, 301-309, (2005).
12. V. Marecal, E. D. Riviere, G. Held, S. Cautenet, S. Freitas, *Atmos. Chem. Phys. Discuss.*, **5**, 9127–9168, (2005).

# ИССЛЕДОВАНИЕ СОПОЛИМЕРОВ ПРОПИЛЕНА С ЭТИЛЕНОМ, ГЕКСЕНОМ-1 И 4-МЕТИЛ-ПЕНТЕНОМ-1 МЕТОДОМ ПОЛЯРИЗАЦИОННОЙ СПЕКТРОСКОПИИ КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ

Чернышов К.Б., Прохоров К.А., Николаева Г.Ю., Сагитова Е.А., Пашинин П.П., Ковальчук А.А.*, Клямкина А.Н.*, Недорезова П.М.*, Оптов В.А.*, Шклярук Б.Ф.**
Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия
*Институт химической физики им. Н.Н. Семенова РАН, Москва, Россия
**Институт нефтехимического синтеза им. А.В. Топчиева РАН, Москва, Россия

Методом поляризационной спектроскопии комбинационного рассеяния (КР) света исследованы статистические сополимеры пропилена ($C_3H_6$) с этиленом ($C_2H_4$), гексеном-1 ($C_6H_{12}$) и 4-метил-пентеном-1 ($C_6H_{12}$).

Спектроскопия КР широко используется для исследования структуры и состава веществ. Ее несомненным достоинством является возможность, минуя этап тщательной подготовки образцов, неразрушающим способом получать информацию не только о структуре кристаллической фазы материала, что достижимо другими методами, например, рентгеноструктурным анализом (РСА) или дифференциально сканирующей калориметрией (ДСК), но и детальную информацию о некристаллическом состоянии вещества. Однако в некоторых областях науки, занимающейся синтезом и получением новых органических веществ, в частности полимеров и соединений на их основе, спектроскопия КР применятся в крайне ограниченных масштабах. Тем не менее, именно в науке о полимерах, информация о макромолекулах в некристаллической фазе имеет принципиальное значение, так как степень кристалличности полимеров никогда не достигает 100%, и именно структура некристаллической фазы определяет многие свойства материала.

Наибольший интерес для современной промышленности представляют статистические сополимеры, так как статистическое распределение звеньев сомономеров позволяет значительно снизить степень кристалличности гомополимера даже при небольшом содержании второго мономера. Это дает возможность целенаправленно менять свойства полимерного материала без серьезного изменения технологии производства и, как следствие, без значительного повышения себестоимости продукции.

Целью данной работы было исследование методом спектроскопии КР изменений в структуре изотактического ПП при введении в цепь второго мономера. В качестве второго мономера были выбраны этилен ($C_2H_4$), гексен-1 ($C_6H_{12}$) и 4-метил-пентен-1 ($C_6H_{12}$), являющийся изомером гексена-1. Такой выбор мономеров позволяет исследовать зависимость структуры и спектра КР сополимеров пропилена ($C_3H_6$) как от длины боковой цепи второго мономера, так и от ее конформации. Данные образцы были синтезированы с использованием *анса*-металлоценового катализатора, активированного полиметилалюмоксаном *rac*-$Me_2Si(4\text{-}Ph\text{-}2\text{-}MeInd)_2ZrCl_2$/MAO[1].

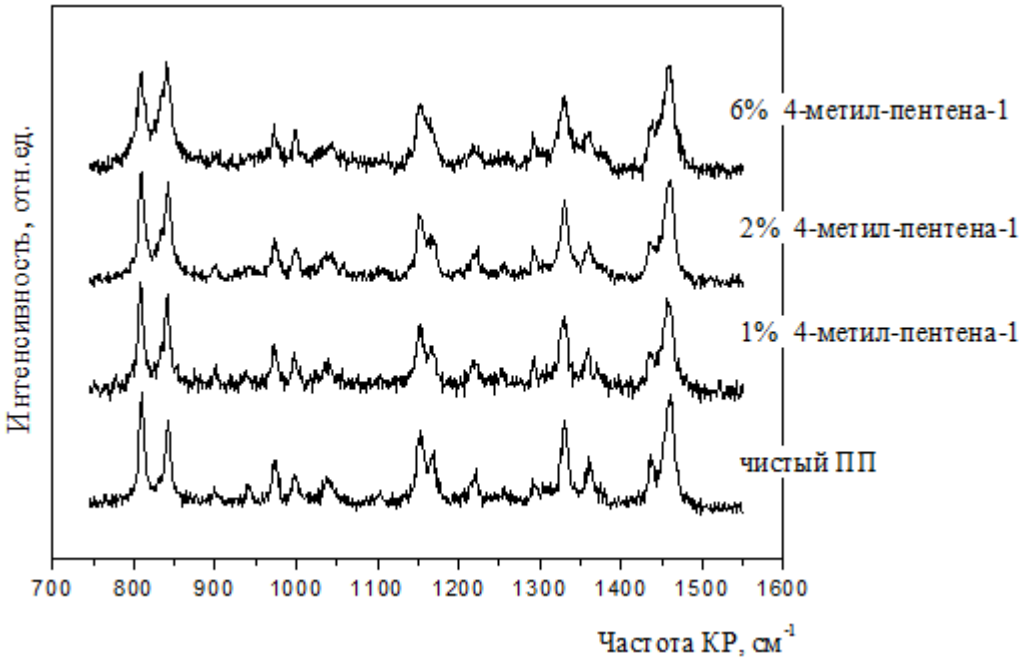
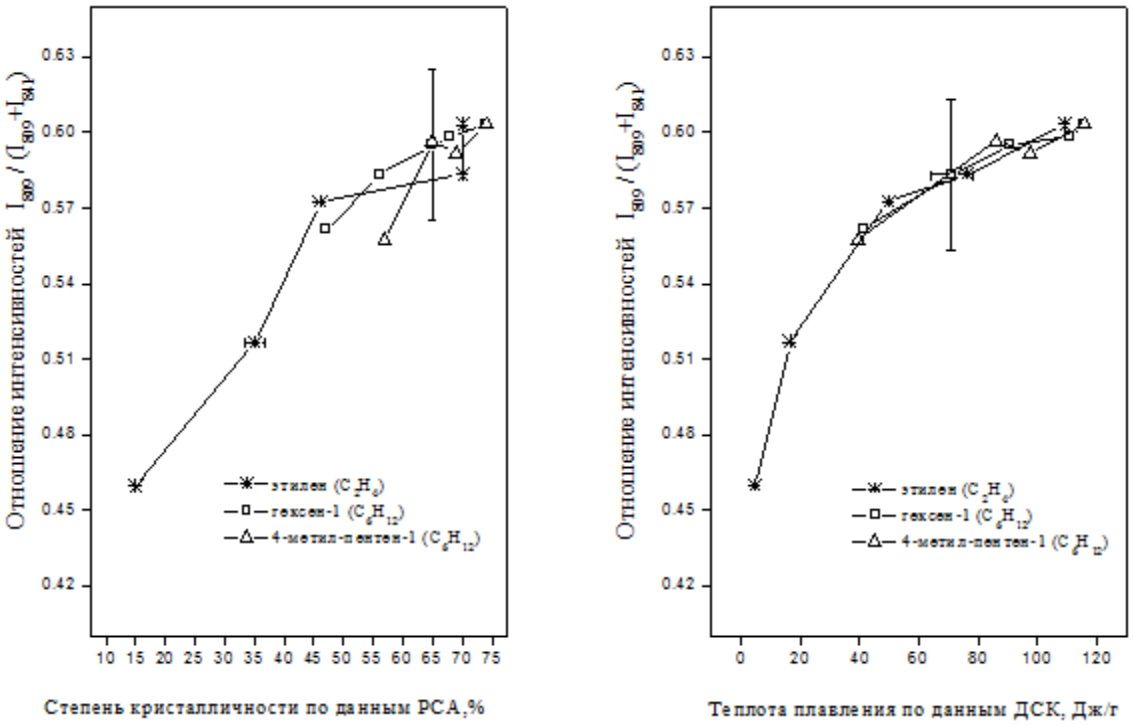



**Рис. 1.** Спектры КР пленок сополимеров пропилена с 4-метил-пентеном-1 в области валентных колебаний С-С связи и деформационных колебаний $CH_2$ и $CH_3$ групп. Спектры зарегистрированы при параллельных направлениях поляризации возбуждающего и рассеянного излучения при рассеянии на 90° со спектральным разрешением 5 см$^{-1}$. Длина волны возбуждения - 488 нм.




а б

**Рис. 2.** Сравнение данных спектроскопии КР и данных РСА (а) и ДСК (б) для насцентной формы сополимеров с этиленом, гексеном-1 и 4-метил-пентеном-1

Наиболее сильные изменения в спектрах КР зарегистрированы в области частот около 800 см$^{-1}$. Линии с максимумами около 809 и 841 см$^{-1}$ соответствуют

колебаниям макромолекул в спиральной конформации в кристаллической и аморфной фазах, соответственно[2,3]. Для всех сополимеров интенсивности этих линий монотонно уменьшаются с уменьшением содержания пропилена, однако интенсивность линии с частотой 809 см$^{-1}$ уменьшалась значительно быстрее (Рис. 1), что соответствует более быстрому уменьшению содержания макромолекул ПП в спиральной конформации в кристаллических областях по сравнению с аморфными. По данным работы[3] в спектре КР изотактического ПП должна наблюдаться широкая полоса с максимумом около 830 см$^{-1}$, которая отвечает колебаниям макромолекул в неспиральной конформации, то есть аморфной фазе.

Для исследуемых образцов было показано, что с увеличением содержания второго мономера наблюдается монотонное уменьшение степени кристалличности сополимеров, определенных методами РСА и ДСК[4,5]. На Рис. 2 приведена зависимость отношения интенсивностей линий $I_{809}/(I_{809}+I_{841})$ в спектрах КР насцентной формы сополимеров от степени кристалличности по данным РСА и теплоты плавления по данным ДСК. Поскольку линия с частотой 830 см$^{-1}$ в спектрах исследуемых сополимеров не наблюдалась, то это отношение интенсивностей должно быть пропорционально содержанию кристаллической фазы изотактического ПП[3]. Как видно из Рис. 2, между результатами, полученными тремя структурными методами, наблюдается хорошее согласие.

По спектрам КР были определены важнейшие характеристики сополимеров, такие как степень кристалличности и конформационный порядок макромолекул.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (N 08-02-00909-а) и частично финансируется Грантом Президента РФ для государственной поддержки ведущих научных школ РФ (НШ-476.2008.2).

1. П.М. Недорезова, и др., *Высокомолек. соед. А*, **43**, № 4, 605-617, (2001).
2. J.M. Chalmers, *et al.*, *J. Raman Spectrosc.*, **22**, 613-618, (1991).
3. A.S. Nielsen, D.N. Batchelder, R. Pyrz, *Polymer*, **43**, 2671-2676, (2002).
4. Koval'chuk A.A., *et al.*, *Polymer Bulletin*, **56**, 145-153, (2006).
5. А.А. Ковальчук, и др., *Пластические Массы,* **8**, 10-13, (2005).

# СЕКЦИЯ 3. ОПТИЧЕСКОЕ ПРИБОРОСТРОЕНИЕ

## РАЗМЕРНЫЙ КОНТРОЛЬ ЦИЛИНДРОВ МЕТОДОМ МУАР-ИНТЕРФЕРОМЕТРИИ

Иванов А.Н., Михайлов В.М.
Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

В работе предложено использовать для контроля диаметров цилиндров муар-интерференционные полосы, возникающие при дифракции излучения на зазоре, образованном между цилиндром и плоской отражающей поверхностью. Получены зависимости, связывающие форму полос с диаметром цилиндра. Предложен метод регистрации полос.

Анализ существующих методов дифракционного контроля показал, что им присущ ряд важных достоинств: бесконтактность и высокая скорость измерений, невысокие требования к точности базирования контролируемого объекта, возможность автоматизации измерительного процесса. К сожалению, их основным недостатком является не очень большая точность, связанная с трудностью регистрации характерных точек дифракционных картин. Особенно сильно эта проблема проявляется с увеличением размеров контролируемых объектов, что ограничивает диапазон измерений дифракционным методом. Так, максимальный диаметр цилиндров, который может быть измерен, не превышает 1 – 1.5 мм.

Нами было предложено регистрировать дифракционную картину не от самого цилиндра, а от зазора, образованного между цилиндром и плоской отражающей поверхностью. В этом случае, благодаря делению волнового фронта, на цилиндре происходит дифракция двух волновых фронтов. Согласно методу эквивалентных диафрагм [1], его воздействие на падающую волну эквивалентно воздействию двух тонких краев, смещенных относительно друг друга на расстояние $d = D\theta$, где $D$ - диаметр цилиндра, $\theta$ - угол падения волнового фронта на зазор (рис. 1). При наклоне цилиндра относительно зеркала происходит фазовый сдвиг между частотными спектрами [2], возникшими при дифракции, и в плоскости регистрации возникают муар-интерференционные полосы (рис. 2).

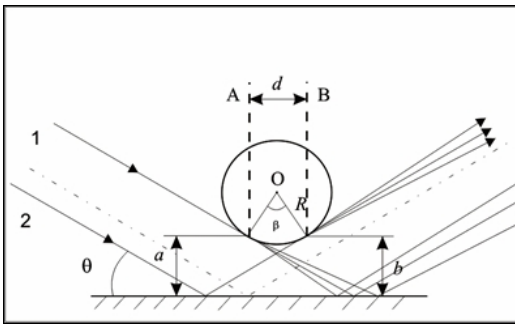



**Рис. 1.** Дифракция волнового фронта на зазоре, сформированном цилиндром и плоским зеркалом

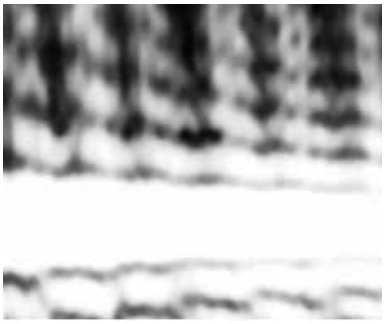


**Рис. 2.** Муар-интерференционная картина от цилиндра диаметром 13 мм

Было получено аналитическое выражение, описывающее распределение амплитуды в дальней области от такого зазора

$$U(\omega_x, y') \approx A\,\mathrm{sinc}(k\,щ_x\, a(y)/2)\cos((k\,щ_x\, a(y) + k\,\Delta a(y)\theta)/2 - \\ - k\,\omega_x^2\, D\theta/4), \qquad (1)$$

где $\omega_x = x'/z$ – пространственная частота, $a(y) = a_0 + \Delta a(y)$ – функция описывающая изменение ширины зазора, $A = (a(y)/\sqrt{z\,л})$.

Численное моделирование по (1) дало хорошее соответствие с результатами эксперимента и показало, что смещение источников дифрагированных волн на расстояние $d$ приводит к искривлению муаровых полос. Рассматривая множители (1)

как амплитудно-фазовые решетки, удалось получить параметрическое уравнение полос

$$p = (2\Delta a(y)\theta - \omega_x^2 D\theta - \lambda)/2\lambda. \quad (2)$$

С помощью выражения (2), измерив координаты и порядок $p$ полосы, а также задав функцию $\Delta a(y)$ и $\theta$, можно определить диаметр цилиндра $D$. Так как координаты центра полосы и ее порядок невозможно получить непосредственным измерением, был разработан относительный метод измерения, основанный на измерении разности координат трех точек полосы порядка $p$.

Для проверки правильности разработанных положений был собран макет измерительной установки. Проведенные измерения показали возможность использования данного метода на практике. Экспериментально полученная погрешность оказалась в районе 2 %. Диапазон измеряемых диаметров: от 3 до 18 мм. Изменяя параметры установки можно контролировать диаметры в диапазоне до 70 мм. Также есть возможность одновременного контроля отклонения формы цилиндра от круглости и прямолинейности по ширине муаровых полос.

1. Чугуй Ю.В. Определение геометрических параметров протяженных объектов постоянной толщины по их дифракционным картинам // Автометрия. 1991. № 6. с. 76 – 92;
2. Иванов А.Н., Назаров В.Н. Использование явления муара для увеличения точности дифракционных методов контроля геометрических параметров и пространственного положения объектов // Оптический журнал. 2009. Т. 76. № 1. с. 46 – 50.

## ВТОРИЧНЫЙ СПЕКТР В ДИАПАЗОНЕ ДЛИН ВОЛН 400 – 900 МКМ

Грамматин А.П., Цыганок Е.А.
Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

В линзовых системах аберрацией определяющей качество изображения в диапазоне длин волн 400 – 900 нм является вторичный спектр. При использовании комбинаций особых стекол или кристаллов график вторичного спектра имеет два экстремума и его значения определяется расстоянием между ними.

С появлением приемников изображения оптического диапазона, работающих в широкой спектральной области, возникла необходимость разработки соответствующих объективов. При полях изображения, достигающих подчас величин порядка $2\omega \geq 20°$, использование зеркальных объективов исключено. В линзовых системах, свободных от центрального экранирования и не содержащих асферических поверхностей, аберрацией, определяющей качество изображения в широком диапазоне длин волн, является вторичный спектр. [1]

Величина вторичного спектра зависит от относительных частных дисперсий марок стекол, и для обычных стекол параметры $p$ и $\nu$ связаны линейной зависимостью $p = B - A\nu$ .

Большинство марок стекол находится вблизи проведенной прямой (рис.1)

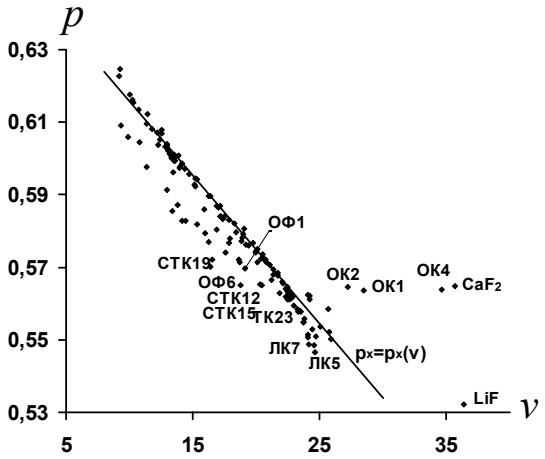



**Рис.1** Диаграмма зависимости относительной частной дисперсии p от коэффициента дисперсии ν.

Для системы, состоящей из двух простых бесконечно тонких склеенных линз, ахроматизованной для заданных спектральных линий, величина вторичного спектра в случае бесконечно удаленного предмета вычисляется по формуле:

$$S'_{\lambda 2} - S'_{\lambda 1} = -f' \frac{(p_{0-2})_2 - (p_{0-2})_1}{\nu_2 - \nu_1} = -f' \cdot A \qquad (1)$$

Следовательно, чтобы определить величину вторичного спектра двухлинзовой системы, достаточно соединить прямой точки диаграммы, относящиеся к этим маркам стекол: тангенс угла $\varphi$, образованного прямой осью абсцисс, будет равен величине А. [2]

Оптические стекла, у которых $p$ и $\nu$ не удовлетворяют линейной зависимости, относятся к особым стекла. Значительного уменьшения величины вторичного спектра с одновременным достижением достаточно больших числовых апертур можно достигнуть применением оптических сред, у которых величины частных относительных дисперсий близки к дисперсиям обычных стекол при возможно большой разности $\nu$. Такими дисперсионными свойствами обладают некоторые кристаллы – флюорит, фтористый литый и др. [2]

При использовании комбинаций из двух обычных стекол в области спектра 400 – 900 нм, происходит увеличение значения вторичного спектра в 7,5 раз по сравнению со спектральным диапазоном 480 – 643,8 нм. Поэтому для широкой области спектра необходимо использовать комбинации из двух стекол, одно из которых особое или кристалл, или комбинации из трех стекол.

Из диаграммы на рис.1 следует, что комбинации пар стекол из особых кронов ОК1, ОК2, ОК4 и особых флинтов ОФ6, ОФ1 или сверх тяжелых кронов СТК12, СТК15 могут использоваться для исправления вторичного спектра в данной области спектра. Практически все графики вторичного спектра, полученные с помощью программного комплекса САРО, для данных комбинаций особых стекол в спектральном диапазоне 400 – 900 нм имеют два экстремума, которые отсутствуют в

комбинациях обычных стекол, рис 2. Их наличие было замечено Андреевым Л.Н. для сочетания флюорита и кварцевого стекла в диапазоне длин волн 240 – 700 нм. В данном случае величина вторичного спектра будет определяться расстоянием между этими экстремумами и характеристики качества изображения должны определяться минимум для пяти длин волн: основной длины волны, крайних длин волн спектрального диапазона и длин волн, соответствующих экстремальным значениям графика вторичного спектра. Причем эти длины волн остаются неизменными для каждой комбинации особых стекол. При изменении основной длины волны происходит изменение расстояния от параксиального изображения основной длины волны до изображения крайних длин волн. Но расстояние между экстремумами и вид графика остаются постоянными. Следовательно, вторичный спектр особых стекол в диапазоне длин волн 400 – 900 нм не зависит от выбора основной длины волны и остается постоянным для каждой комбинации этих стекол.

Комбинации из трех обычных стекол так же дают хороший результат. Так как из двух стекол возможно получить гипотетическое стекло с необходимыми коэффициентом дисперсии и относительной частотной дисперсией, изменяя оптическую силу. Это гипотетическое стекло будет давать комбинацию с небольшим значением вторичного спектра, соизмеримое со значениями вторичного спектра с применением особых стекол. У комбинаций из трех стекол, которые имели в спектральном диапазоне 480 – 643,8 нм два экстремума, в области спектра 400 – 900 нм наблюдается три экстремума, и величина вторичного спектра будет определяться расстоянием между двумя из них.

Кроме особых стекол для ахроматизации оптических систем, в первую очередь объективов микроскопов, традиционно используют флюорит. Но в рассматриваемом диапазоне длин волн он дает малый эффект по сравнению с комбинациями из двух особых или трех обычных стекол, что дает возможность отказаться от флюорита в их пользу.

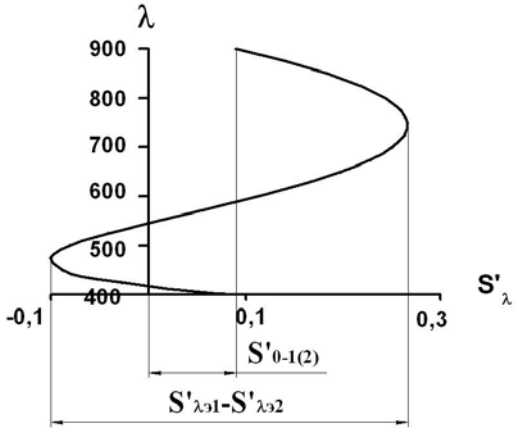



**Рис.2** Вторичный спектр комбинации особых стекол ОК2 – СТК12

Проведенное исследование показало, что минимальным вторичным спектром в спектральном диапазоне длин волн 400 – 900 нм обладает пара особых стекол ОК1 – СТК12:

$$S'_{\lambda 2} - S'_{\lambda 1} = 1/3125\, f' \qquad (2)$$

Несмотря на то, что по диаграмме зависимости относительной частной дисперсии от коэффициента дисперсии наименьшим вторичным спектром должна обладать комбинация особых стекол ОК4 – ОФ6.

Небольшими значениями вторичного спектра также обладает комбинация : ТК23 – СТК19 – ТК21:

$$S'_{\lambda 2} - S'_{\lambda 1} = 1/2838\, f' \qquad (3)$$

Переход к волновой мере можно осуществить с помощью формулы:

$$W = \frac{(S'_{\lambda 2} - S'_{\lambda 1})\sin^2 \sigma'}{2\lambda} \qquad (4)$$


1. Балаценко О.Н., Грамматин А.П. “Объективы апохроматы без кристаллов”. Оптический журнал - 2002. №2. - С.21-24
2. Панов В.А., Андреев Л.Н. “Оптика микроскопов”. Л.: Машиностроение, 1976


# СТЕРЕОСКОПИЧЕСКИЙ ДИСПЛЕЙ ДЛЯ ВОСПРОИЗВЕДЕНИЯ ИЗОБРАЖЕНИЙ ОТ КАМЕР СО СХОДЯЩИМИСЯ ОСЯМИ


К. А. Гребенюк [α], В. В. Петров [β]

[α] Саратовский государственный медицинский университет,

[β] Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского, Саратов, Россия



Построен стереоскопический дисплей, позволяющий воспроизводить левую и правую части стереопары в пересекающихся плоскостях наблюдения. Показано, что созданный стереодисплей позволяет устранять двоение стереоскопического изображения при воспроизведении стереопар от камер со сходящимися оптическими осями.


В стереоскопических дисплеях объемность наблюдаемого изображения достигается за счет раздельного бинокулярного наблюдения двух плоских изображений (стереопары), одно из которых соответствует левому, а другое – правому ракурсу предметной сцены. Стереопару получают с помощью двух видеокамер, которые могут быть ориентированы по схеме с параллельными или со сходящимися (конвергентными) оптическими осями. Недостатками съемки с параллельными осями являются уменьшенное общее поле зрения камер и неполное использование площади каждого кадра. Съемка со сходящимися осями свободна от этих недостатков, однако при воспроизведении стереопары от конвергентных камер стандартным способом (в общей плоскости) возникают дополнительные пространственные искажения[1,2]. В частности, ненулевой вертикальный параллакс, присутствующий в такой стереопаре, вызывает двоение наблюдаемого изображения.

Целью данной работы стало построение стереодисплея, позволяющего воспроизводить стереопары от камер со сходящимися осями без двоения наблюдаемого изображения.

В предыдущих работах[3] нами была аналитически доказана возможность устранения двоения в стереоскопическом изображении от камер со сходящимися осями путем представления левого и правого изображений стереопары в пересекающихся плоскостях. На основе этой идеи и был построен требуемый стереоскопический дисплей.

Построенный стереодисплей состоял из двух ЖК мониторов с плоскими экранами, подставки под мониторы с возможностью их поворота в горизонтальной плоскости, средств контроля положений экранов, светоделительной пластины и очков с поляризационными фильтрами.

Мониторы размещались на двух поворачиваемых дисках (подставка с дисками была изготовлена А.А. Лащенко), под которыми находились транспортиры и линейные шкалы для контроля положений экранов. Левая и правая части стереопары выводились на экраны различных мониторов. Изображения экранов мониторов совмещались в поле зрения наблюдателя с помощью светоделительной пластины, при этом изображение одного из экранов наблюдалось в прошедшем, а другого – в отраженном свете. Путем поворота мониторов обеспечивалось наблюдение изображений их экранов в различных плоскостях, пересекающихся под заданным углом. Для сепарации частей стереопары использовалась исходная поляризация ЖК дисплеев. Поляризационные очки были выполнены с возможностью вращения анализаторов, что позволяло осуществлять настройку сепарации левого и правого изображений.

Эксперименты, проведенные с тестовыми стереопарами, полученными при различных углах конвергенции, показали, что стереопары от камер со сходящимися осями, вызывающие двоение при воспроизведении стандартным способом, наблюдаются как единое объемное изображение при воспроизведении с помощью построенного стереодисплея. При этом экспериментальные значения угла пересечения плоскостей наблюдения левого и правого изображений, при которых устранялось двоение, хорошо согласуются с расчетными значениями, полученными по формуле из работы[3].


1. Woods A., Docherty T., Koch R. // *SPIE Proc.*, 1915, 36-48, (1993).
2. Валюс Н.А. *Стереоскопия.* М.: Изд-во Акад. Наук СССР, 379 с., (1962).
3. Гребенюк К.А., Петров В.В. // *Опт. и спектр.,* 104, №4, 698-703, (2008).


# РАЗРАБОТКА ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ ДЛЯ КОРРЕКЦИИ ИСКАЖЕНИЙ, ВНОСИМЫХ АКУСТООПТИЧЕСКИМ ФИЛЬТРОМ


Мачихин А.С. Пожар В.Э. , Глебов П.Г.*,

Научно-технологический центр уникального приборостроения РАН, Москва, Россия

*ОАО «НПП «ГЕОФИЗИКА-Космос», Москва, Россия



Рассмотрена проблема разработки оптических систем для коррекции искажений изображений, получаемых с помощью акустооптических фильтров. Предложен подход на основе конвертирования данных предварительной калибровки фильтра в форму, подходящую для программы расчета традиционных оптических систем. Подход апробирован на конкретном примере.


В настоящее время спектрометры изображений на основе акустооптических (АО) перестраиваемых фильтров находят все более широкое применение в

различных приложениях [1]. Это связано с уникальными параметрами данных приборов: высоким числом спектральных каналов (свыше 1000), малым временем переключения (менее 1 мс), большим коэффициентом пропускания (до 100%), возможностью быстрого программного управления параметрами функции пропускания и др. Однако до сих пор спектрометры изображений на основе АО фильтров использовались лишь для наблюдений и рутинных исследований. В то же время в ряде приложений в криминалистике, микроэлектронике и других областях остро стоит вопрос высокоточного сопоставления спектральных изображений и проведения измерений геометрических параметров объектов. В этом случае на первый план выходит вопрос качества передачи изображения приборами данного типа.

В настоящее время выявление и оценка величины искажений изображений, вносимых АО фильтрами, производятся методами, не отличающимися одновременно высокой точностью и производительностью: либо на основе предварительной калибровки либо на основе визуального или корреляционного анализа фрагментов изображения [2].

Оптимальным с точки зрения минимизации трудоемкости и временных затрат является метод аппаратной коррекции данных искажений, т.е. встраивание в схему АО спектрометра специализированных оптических элементов. Ввиду сложности теоретического описания преобразования изображения [3], осуществляемого АО фильтрами, и многообразия возможных геометрий АО взаимодействия, современные программы для расчета оптических систем (ПРОС) не позволяют рассчитывать такие комбинированные системы.

Настоящая работа посвящена исследованию возможности преодоления данного ограничения для цели разработки с помощью традиционных ПРОС оптических элементов для компенсации искажений, вносимых АО фильтрами.

Основу предлагаемого подхода (рис.1) составляет метод оценки качества передачи изображения АО фильтрами на основе анализа искажений, вносимых в изображение эталонного объекта. Таким объектом рационально выбрать прямоугольную миру [2]. В ходе калибровки прибора производится регистрация спектральных ($\lambda_k$) изображений и на основе их цифровой обработки определяются положения $\overrightarrow{R^k_{mn}} = \left(x^k_m, y^k_n\right)$ узлов миры. Анализ этих данных позволяет оценить тип и величину искажений, доминирующими из которых, как правило, являются хроматические аберрации, а именно хроматизм положения [4].

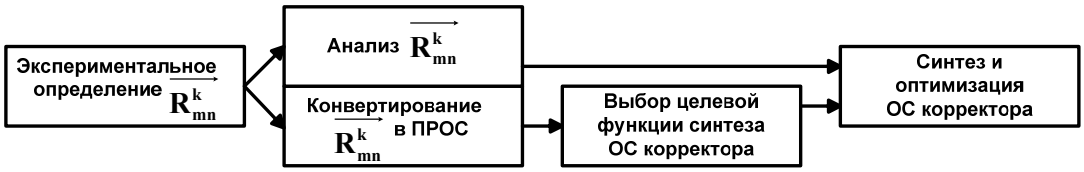



**Рис.1.** Схема работы предлагаемого подхода

Результат калибровки – набор таблиц хроматических сдвигов $\overrightarrow{r^k_{mn}} \equiv \overrightarrow{R^k_{mn}} - \overrightarrow{R^0_{mn}}$ ($\lambda_0$ – длина волны, соответствующая середине спектрального интервала работы АО фильтра) – с помощью разработанной программы-конвертора представляется в формате, поддерживаемом используемой ПРОС. Это позволяет при расчете оптической системы корректора задавать требуемый ход лучей, который определяет целевую функцию ее проектирования. Далее с помощью средств ПРОС, главным из

которых является оптимизация, осуществляется синтез оптической системы корректора «в обратном ходе».

Описанный метод апробирован на микровидеоспектрометре МВС-В с двойным АО монохроматором. С помощью ПРОС Zemax синтезирована ОС корректора хроматических аберраций, позволяющая уменьшить их в 5 раз.

Метод отличают универсальность и высокая степень автоматизации. Он позволяет по известным аберрационным свойствам АО фильтров синтезировать оптические схемы корректоров аберраций для этих утройств.


1. В.Э. Пожар, В.И. Пустовойт, Радиотехника и электроника, **41**, В.10, 1272-1278, (1996).
2. А.С. Мачихин, В.Э. Пожар, Приборы и техника эксперимента. В печати.
3. V.E. Pozhar, V.I. Pustovoit, Photonics and optoelectronics, **4**, №2, (1997).
4. В.Э. Пожар, А.С. Мачихин, Прикладная оптика: сб. тр. 8-й междунар. конф., **3**, 374-376, (2008).


# СЕКЦИЯ 4. ФИЗИКА ЛАЗЕРОВ И ЛАЗЕРНЫЕ ТЕХНОЛОГИИ

## ОСАЖДЕНИЕ ЧАСТИЦ МЕТАЛЛОВ НА ПОВЕРХНОСТЬ МАТЕРИАЛОВ ИЗ КОЛЛОИДНЫХ СИСТЕМ И РАСТВОРОВ ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ


Антипов А.А., Кутровская С.В., Кучерик А.О.

Владимирский государственный университет, Владимир, Россия



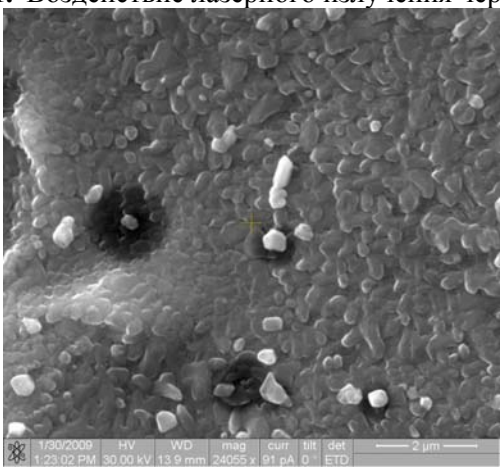
В рамках данной работы рассматриваются наносистемы, которые представляли собой коллоидный раствор оксида меди, электролит $CuSO_4$. Осаждение производилось с помощью лазерного излучения на разные материалы: стекло, сфольгированный текстолит, нержавеющую сталь. Получение медных структур на поверхности оксидных стекол и других диэлектриков при помощи данного метода может использоваться при создании интегральных микросхем, контактных соединений и электродов. Исследование образцов после воздействия производилось на атомно-силовом микроскопе Ntegra AURA и растровом электронном микроскопе Quanta 200 3D.

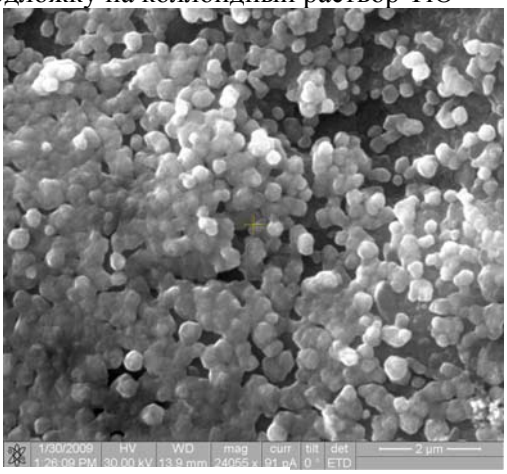

Метод лазерного осаждения металла из растворов позволяет решать задачи локального нанесения металла и создавать качественные малоразмерные металлические структуры на поверхности диэлектриков и полупроводников различных типов. Получение медных структур на поверхности оксидных стекол и других диэлектриков при помощи данного метода может использоваться при создании интегральных микросхем, контактных соединений и электродов. Осаждение металлических дорожек на полимерные материалы перспективно для создания гибких экранов и клавиатур. Отдельным перспективным направлением, получения новых материалов может стать лазерное осаждение металлов из

коллоидных систем. В коллоидном растворе одну из важнейших ролей играет размер частицы, поэтому коллоидные растворы делятся на четыре группы: грубодисперсные системы или смеси; дисперсные системы или взвеси; коллоидные растворы; истинные растворы.

В рамках данной работы рассматриваются наносистемы, которые представляли собой коллоидный раствор оксида меди, электролит $CuSO_4$. Осаждение производилось с помощью лазерного излучения на разные материалы: стекло, на фольгированный текстолит, нержавеющую сталь.

**Рис.1.** Воздействие лазерного излучения через подложку на коллоидный раствор TiO





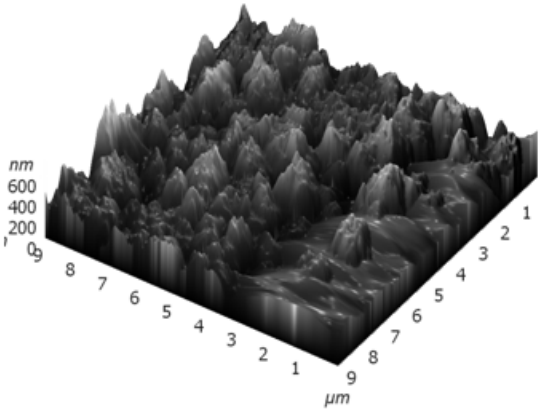



**Рис.2.**Воздействие лазе стали через

Исследование образцов после воздействия производилось на атомно-силовом микроскопе Ntegra AURA и растровом электронном микроскопе Quanta 200 3D.

1. Н.В. Карлов, Н.А. Кириченко, Б.С. Лукьянчук, *Лазерная термохимия*, 296,(1992)
2. Т.Н. Ростовщикова, В.В. Смирнов, В.М. Кожевин, Д.А. Явсин, С.А. Гуревич – *Межкластерные взаимодействия в катализе наноразмерными частицами металлов ( Российские нанотехнологии)* **т.2,** №1-2, 47-60, (2007)
3. А.В. Аверина, М.А. Лесик, А.А. Маньшина, А.В. Поволоцкий – З*ависимость сопротивления металлических структур, созданных на поверхности диэлектрика методом лазерного осаждения металла из раствора, от состава используемого электролита (*Сборник тезисов конференции «Современные нанотехнологии и нанофотоника для науки и производства» ВлГУ), 12-13,(2008)

# INVESTIGATION OF LASER-INDUCED PROCESSES BY METHOD OF 3D-RELIEF RECONSTRUCTION

Kucherik A.O., Tarasov R.E., Vladimir State University, Vladimir, Russia,
Laser physics and laser technologies, oral

In the given work the method of reconstruction of three-dimensional relief on the basis of one bidimentional image of a surface obtained by «laser monitor» is developed and realized. At reconstruction it was supposed, that brightness of pixel of the obtained image depends on a reflective properties of a surface and conditions of illumination. With using of methods of fractal geometry the correlation coefficients of reconstructed relief heights are calculated. Its values allow to determine quantitatively conditions of a surface. Experiments with laser action on various materials are carried out. Changes of surface properties in progress of laser-induced processes are determined.

In the given work the experimental complex for visualization of area of laser radiation action on a material with an opportunity of a three-dimensional relief reconstruction of a surface is developed. Observation of a surface is carried out by the “laser monitor”. The obtained images are registered on high-speed CCD-SMOS-camera. The developed technique allows to obtain images of area in the size from 50 μm up to 1 mm with the resolution up to 3 μm. Speed of registration of dynamic images depends on the size of area of observation and will change from 500 up to 5000 frame per second.

The method of reconstruction of a three-dimensional relief of a surface on base one dynamic optical image is based on the law of reflection of radiation from a homogenous surface. In such approach it is possible to assume, that the initial surface will consist of some number of "simple" elements - "microplatform". As a first approximation brightness of separate pixel of the image depends on orientation of "microplatform" in space. The reconstruction a three-dimensional relief of a surface is possible with using of a set rules of an arrangement of "microplatforms" relative each other.

In now time the processes of laser radiation action on a surface of metals and carbons materials are investigated with use of the given method. For determination change of properties of three-dimensional reliefs of a surface during action, with use of methods of statistics of Hurst. The coefficient of correlation of heights in the area of action are calculated. It is shown, that the developed method allows to determine a conditions of a surfaces and to classify it into degrees of relative orderliness.

## ОКИСЛЕНИЕ ТОНКИХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛЕНОК СВЕРХКОРОТКИМИ ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ

Ярчук М.В.
Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики

Существует несколько способов изготовления фотомасок в микроэлектронике и дифракционных оптических элементов в оптике:лазерная фотолитография и прямое лазерное удаление материала.

Альтернативой этим двум способам является вызванное лазером окисление тонких металлических пленок. В данном способе отсутствует термические и гидродинамические искажения рисунка, а количество технологических операций существенно меньше, чем при изготовлении фотошаблона классическим методом. Основная задача исследования - увеличение разрешающей способности термохимического способа записи информации на тонких металлических пленках.

При нагревании пленки в ней активируется целый ряд физико-химических процессов, таких как адсорбция кислорода на поверхности, диффузия и электроперенос ионов металла и кислорода, химическая реакция окисления металла с образованием слоя окисла и т.п. Все эти процессы в применении к тонким металлическим пленкам не изучены достаточным образом, и требуют теоретического и практического исследования. В том числе с лазерами, работающими на различных длинах волн, с различной длительностью импульса.

В данный момент на кафедре проведены расчеты показавшие, что мощность излучения, необходимая для термохимической обработки пленки хрома толщиной 100 нм, лежит в интервале от 10 до 20 мВт при используемой скорости сканирования от 10 до 100 см/с, что хорошо согласуется с экспериментально полученным значениями. Значения разрешающей способности составляют от 2500 до 400 $мм^{-1}$.

1. М.Н.Либенсон. Лазерно-*индуцированные оптические и термические процессы в конденсированных средах и их взаимное влияние*. Спб.:Наука, 2007, 423 с.
2. Котов Г.А., Либенсон М.Н. *Теория роста тонких окисных пленок на поверхности металла при импульсном нагревании.* Электронная техника. Сер.6. 1973. Вып.4(44).С.56-64.

## ДИНАМИКА ПИКОСЕКУНДНОЙ ИМПУЛЬСНОЙ ЛАЗЕРНОЙ АБЛЯЦИИ КРЕМНИЕВЫХ МИШЕНЕЙ

Алехин А.И., Перминов П.А.*
Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Москва, Россия
*Российский научный центр «Курчатовский институт», Москва, Россия

Исследована динамика пикосекундной импульсной лазерной абляции кремниевых образцов. В данной работе представлены экспериментальные зависимости упругого рассеяния лазерного излучения от расстояния между зондирующим излучением и поверхностью мишени и от плотности энергии лазерного импульса. Также обсуждаются различия этих зависимостей для пластин кристаллического и пористого кремния. Данное исследование позволило получить информацию о механизмах, которые происходят при взаимодействии лазерного импульса с твердотельной мишенью.

В настоящее время исследователи уделяют особое внимание проблеме получения наноструктур высокого качества, так как от наличия посторонних примесей, степени разупорядоченности и величины разброса характерных размеров наночастиц зависит возможность их практического применения. Одним из наиболее перспективных методов является метод лазерного наноструктурирования (метод лазерной абляции). Несмотря на большое количество работ, посвященных лазерной абляции, механизмы процессов остаются во многом неизученными. Единой и полной теории, на основе которой можно было бы моделировать процессы формирования наночастиц при лазерной абляции, не существует[1]. В связи с этим большой интерес вызывают исследования динамики процессов, происходящих во время и после взаимодействия короткого лазерного импульса с веществом.

В настоящей работе представлены результаты исследований динамики процессов, происходящих во время и после взаимодействия пикосекундного лазерного импульса с образцами кристаллического (c-Si) и пористого (por-Si) кремния, с помощью измерения упругого рассеяния лазерного излучения на продуктах абляции. Данные исследования важны не только в теоретическом, но и в практическом смысле, так как понимание физики процессов, позволит сделать этот метод более контролируемым и позволит повысить качество получаемых наноструктур.

В качестве мишеней использовались пластины c-Si и por-Si, приготовленного методом электрохимического травления c-Si. Абляция производилась с помощью пикосекундного лазера Nd:YAG (1064 нм, 32 пс, 0 – 25 Дж*см$^{-2}$). Источником зондирующего излучения был непрерывный твердотельный лазер с длиной волны излучения 473 нм. С помощью системы линз, выполняющей функцию конденсора, рассеянное излучение фокусировалось на входной щели монохроматора. Затем сигнал с фотоэлектронного умножителя, закрепленного на выходной щели монохроматора, через усилитель подавался на осциллограф.

Проведенное исследование показало, что процесс лазерной абляции происходит на временном масштабе порядка нескольких сотен наносекунд после окончания действия импульса (см. рис. 1).

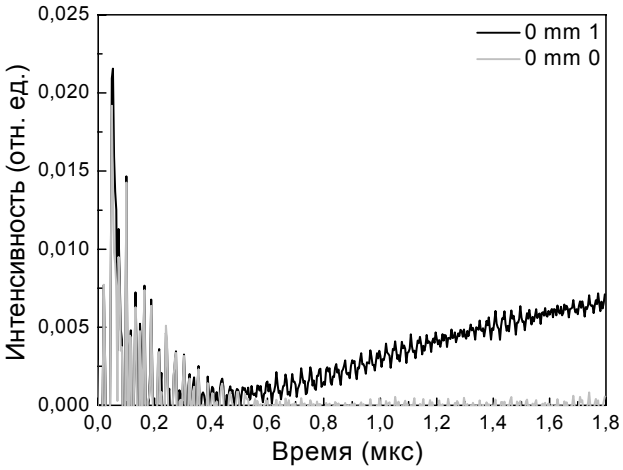



**Рис. 1.** Кинетики рассеяния и свечения факела, образующегося во время взаимодействия лазерного импульса (1064 нм, 12,5 Дж*см$^{-2}$, 32 пс) с мишенью c-Si (1 – с зондирующим излучением, находящимся на уровне поверхности мишени, 2 – без зондирующего излучения)

Также было отмечено наличие двух пиков («быстрой» и «медленной» компоненты[2]) на временных зависимостях упругого рассеяния на продуктах абляции c-Si и por-Si. При увеличении высоты зондирующего излучения «быстрая» и «медленная» компоненты постепенно сливались друг с другом, и происходило временное уширение последней (см. рис. 2). С ростом плотности энергии лазерного импульса уменьшался сигнал «быстрой» компоненты и увеличивался сигнал «медленной».

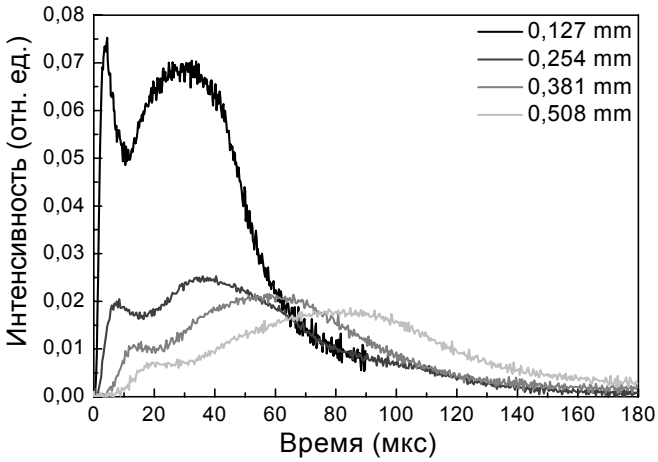



**Рис. 2.** Кинетики рассеяния на продуктах абляции (1064 нм, 12,5 Дж*см$^{-2}$, 32 пс) мишени por-Si для различных расстояний между зондирующим излучением и поверхностью образца

Полученные результаты можно интерпретировать следующим образом. В течение нескольких сотен наносекунд после начала действия лазерного импульса происходит разогрев приповерхностного слоя мишени, сопровождающийся абляцией кремниевых атомов и образованием плазмы. В связи с этим зондирующее лазерное излучение начинает рассеиваться на ионизованных атомах кремния – «быстрая» компонента. В результате их столкновений с молекулами воздуха и друг с

другом уменьшается скорость продуктов абляции (см. рис. 3), что сопровождается агломерацией наночастиц кремния[3]. Это приводит к появлению «медленной» компоненты. При дальнейшем расширении «облака» продуктов абляции за счет увеличения размеров наночастиц увеличивается количество столкновений нанокластеров друг с другом и с молекулами воздуха, происходит временное уширение «медленной» компоненты[4].

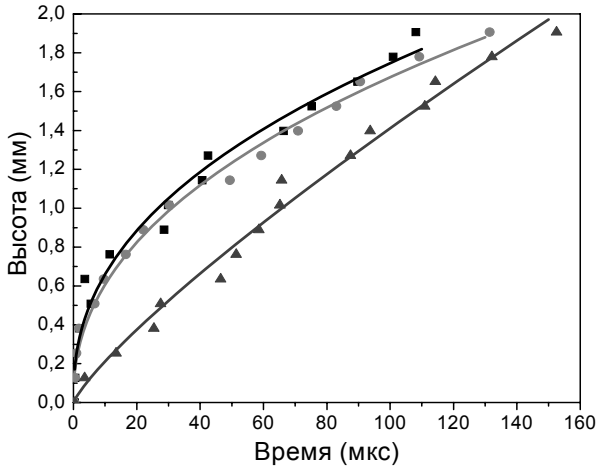



**Рис. 3.** Зависимость времени появления сигнала рассеяния от высоты зондирующего излучения (треугольник – c-Si 12,5 Дж*см$^{-2}$, круг – por-Si 12,5 Дж*см$^{-2}$, квадрат – c-Si 25 Дж*см$^{-2}$, сплошные линии – интерполяция экспериментальных данных)

Таким образом, исследование упругого рассеяния лазерного излучения на продуктах абляции c-Si и por-Si позволяет получить информацию о динамике процессов формирования наночастиц, происходящих при взаимодействии короткого лазерного импульса с образцом.


1. С.И. Анисимов, Б.С. Лукьянчук, *УФН*, **172**, №3, 301-333, (2002).
2. M. Vitiello, *Ultrashort pulsed laser ablation of solid targets*, *Dottorato di Ricerca*, (2005).
3. Ю.И. Петров, *Физика малык частиц*, *М.*: *Наука,* (1982).
4. А. Исимару, *Распространение и рассеяние волн в случайно неоднородных средах*, М.: Мир, (1981).


## ИССЛЕДОВАНИЕ ПОГЛОЩЕНИЯ ИЗ ВОЗБУЖДЕННОГО СОСТОЯНИЯ ПЕРСПЕКТИВНЫХ УФ АКТИВНЫХ СРЕД $CaF_2$:Ce+Yb И $KY_3F_{10}$:Ce+Yb


Кирышева С.А., Низамутдинов А.С., Семашко В.В., Наумов А.К., Кораблева С.Л., Гордеев Е.Ю.

ГОУВПО «Казанский государственный университет им. В.И. Ульянова-Ленина», Казань, Россия

Приводятся результаты исследований индуцированных УФ излучением накачки фотодинамических процессов в кристаллах $CaF_2$ и $KY_3F_{10}$, активированных ионами $Ce^{3+}$ и $Yb^{3+}$. Оценены значения сечения поглощения из возбужденного состояния ионов $Ce^{3+}$ в этих кристаллах.

В настоящее время прогресс высокотехнологичных отраслей испытывает необходимость в простых и недорогих оптических квантовых генераторах, излучающих в ультрафиолетовой (УФ) области спектра.

Но при создании лазеров этого диапазона возникают проблемы, связанные с уменьшением добротности резонатора в результате фотодинамических процессов, индуцированных излучением накачки УФ диапазона. Дело в том, что квант света УФ диапазона является весьма высокоэнергетичным, и в результате ступенчатого поглощения двух таких квантов их суммарная энергия оказывается больше энергии ионизации примесного иона. В результате часть излучения накачки тратится на индуцирование целого ряда вредных фотодинамических процессов. Как следствие, примесные ионы изменяют свою валентность, в кристалле появляются свободные носители заряда, которые при захвате дефектами кристаллической решетки образуют центры окраски различной природы[1,2]. Центры окраски могут иметь полосы поглощения в области длин волн лазерной генерации, что может понизить энергетические характеристики лазера либо вообще привести к невозможности возбуждения лазерной генерации.

Исследованные в настоящей работе кристаллы $CaF_2$ и $KY_3F_{10}$, активированные ионами $Ce^{3+}$ и $Yb^{3+}$, представляются перспективными активными средами УФ лазеров и усилителей. В работах[3,4] было показано, что потери в области длин волн люминесценции ионов $Ce^{3+}$ в этих кристаллах определяются поглощением центров окраски. Также было показано, что за счет соактивации этих кристаллов ионами $Yb^{3+}$ удается снизить концентрацию долгоживущих центров окраски путем подавления процесса их образования.

Целью настоящей работы явилось исследование процесса двухфотонного ступенчатого поглощения излучения накачки ионами $Ce^{3+}$ в кристаллах $CaF_2$ и $KY_3F_{10}$.

Поглощение из возбужденного состояния в указанных кристаллах было исследовано с помощью насыщения коэффициента поглощения при увеличении плотности энергии излучения накачки[5]. На исследуемый кристалл излучение накачки с длиной волны 300 нм, что соответствует длинноволновой полосе поглощения ионов $Ce^{3+}$ в исследованных кристаллах, фокусировалось с помощью длиннофокусной линзы. Интенсивность излучения накачки изменялась с помощью аттенюатора и регистрировалась на входе и выходе кристалла. Плотность энергии излучения накачки изменялась в диапазоне от 0,2 Дж/см$^2$ до 1 Дж/см$^2$.

Полученные в эксперименте зависимости коэффициента поглощения от плотности энергии излучения накачки были аппроксимированы функцией, полученной в результате решения для стационарного случая системы дифференциальных уравнений, описывающих переходы с поглощением излучения накачки из основного и из возбужденного состояний иона $Ce^{3+}$, а также переходы релаксации на возбужденное и основное состояния ионов $Ce^{3+}$.

В результате работы были оценены сечения поглощения из возбужденного состояния ионов $Ce^{3+}$ в кристаллах $CaF_2$ и $KY_3F_{10}$ на длине волны 300 нм с точностью 20 %. Установлено, что значение сечения поглощения из возбужденного 5d-состояния ионов $Ce^{3+}$ на длине волны 300 нм по порядку величины совпадает со

значением сечения поглощения из основного состояния. Таким образом, показано, что процессы поглощения из возбужденного 5d-состояния ионов $Ce^{3+}$ в обоих кристаллах весьма эффективны и являются одним из наиболее важных источником потерь излучения накачки. При этом создаваемые в результате этих процессов центры окраски определяют коэффициент наведенных потерь в области возможной лазерной генерации.


1. D.J. Pogashnik, D.S. Hamilton, *Phys. Rev. B,* **36**, 8251, (1987).
2. D.S. Hamilton, *Tunable solid state lasers*; eds. P. Hammerling, A.B. Budger, A. Pinto,80–90. (1985).
3. А.С. Низамутдинов, В.В. Семашко, А.К. Наумов, Р.Ю. Абдулсабиров, С.Л. Кораблева, М.А. Марисов, *ФТТ*, **47** , № 5,1403–1405,(2005).
4. R.Yu. Abdulsabirov, S.L. Korableva, A.S. Nizamutdinov, M.A. Marisov, A.K. Naumov, V.V. Semashko, *Proc. SPIE*, **6054**,172-179, (2006).
5. Б.И. Степанов, *Методы расчета оптических квантовых генераторов*, **1**, 484, (1966).


# ЧИСЛЕННЫЙ АЛГОРИТМ РАСЧЕТА ВОЛНОВОДНЫХ И ВЫТЕКАЮЩИХ МОД МНОГОСЛОЙНЫХ ОПТИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДОВ


Ржанов А.Г., Григас С.Э.

Московский Государственный Университет имени М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия



Предложен алгоритм численного расчета постоянных распространения волноводных и вытекающих мод, поддерживаемых многослойными волноведущими структурами. Метод отличается высокой скоростью счета, что обусловлено определением подходящего начального приближения на первом этапе вычислений. Приведены результаты расчета нескольких волноведущих геометрий. Результаты сравниваются с данными, полученными другими авторами.


Диэлектрические волноведущие структуры стали неотъемлемой частью многих устройств современной фотоники и оптоэлектроники. Интенсивное развитие полупроводниковых лазеров, электро-оптических модуляторов, фильтров, фотодетекторов сопровождается значительным усложнением геометрий многослойных планарных волноводов, что затрудняет проведение аналитического расчета подобных структур. В связи с этим все большее значение приобретает их численное моделирование [1–5].

Мы представляем простой и эффективный способ численного расчёта параметров волноводных и вытекающих мод многослойных оптических волноводов[6]. Основная идея предлагаемого алгоритма состоит в следующем. Вначале определяется приближенное значения модовой постоянной распространения. Затем найденное значение используется в качестве начального приближения в методе конечных разностей. Такая схема позволяет значительно сократить количество итераций, что существенно уменьшает время численного счета. Это позволяет, во-первых, расширить рамки применения предлагаемого

подхода на градиентные волноводы, и, во-вторых, использовать его в самосогласованных моделях инжекционных лазеров, где процедура расчета полей и постоянных распространения требует многократного повторения.

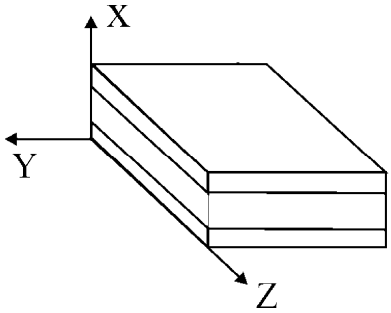



**Рис. 1.** Многослойный оптический волновод

Рассмотрим структуру, изображенную на рисунке 1. В направлении оси y волновод считается бесконечным и однородным. Распространение излучения происходит вдоль оси z. Будем рассматривать только TE поляризацию и представим единственную ненулевую составляющую электрического поля $E_y$ в виде

$$E_y(x,z) = \text{ц}(x)e^{i\text{в}z}, \tag{1}$$

где в - постоянная распространения. Тогда распределение поля $\phi(x)$ удовлетворяет скалярному волновому уравнению

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} + (n^2(x)k^2 - \beta^2)\phi(x) = 0, \tag{2}$$

где $n(x)$ - профиль показателя преломления, $k = 2\text{р}/\text{л}$ - волновое число в вакууме.

Будем рассматривать диэлектрики, не обладающие потерями. Если постоянная распространения в - вещественная величина, то в соответствии с (1) энергия волны не меняется при распространении вдоль волновода: при этом возможно распространение волноводных или излучающих мод. Волноводные моды экспоненциально затухают при удалении от оси волновода за его пределами, спектр таких мод дискретен. Излучающие моды осциллируют за пределами волновода и обладают непрерывным спектром. В случае, когда постоянная распространения есть комплексная величина, волновод поддерживает распространение вытекающих мод. Как и волноводные моды, они обладают дискретным спектром, однако поле таких мод за пределами волновода в направлении, перпендикулярном направлению распространения волны, испытывает экспоненциальный рост.

Задача о нахождении параметров волноводных и вытекающих мод (2) является задачей на собственные функции и собственные значения для оператора $\hat{A} = \frac{d^2}{dx^2} + n^2(x)k^2$. Данную задачу мы решали методом конечных разностей, приближение для постоянной распространения получали с помощью предложенного ранее алгоритма минимизации амплитуды[6]. Выбрав начальное значение постоянной распространения и задав амплитуду поля в одном из обкладочных слоев, с помощью метода матриц переноса мы рассчитываем распределение поля во всех слоях структуры, в том числе и в подложке. Если волновод не обладает диэлектрическими потерями, то поле волноводных мод экспоненциально затухает при удалении от оси волновода за его пределами; поле вытекающих мод, напротив, испытывает

экспоненциальный рост. Поле в подложке представим в виде суперпозиции экспоненциально возрастающего и убывающего членов. Тогда обращение в ноль амплитуды при возрастающем слагаемом будет соответствовать случаю волноводной моды, а при убывающем слагаемом – случаю вытекающей моды. Таким образом, задача сводится к нахождению такого значения постоянной распространения, при котором обращается в ноль та или иная амплитуда.

Для проверки работоспособности метода мы провели расчет 6-слойного волновода с диэлектрическими потерями, рассмотренного в работе[3]. Волновод сформирован полупространствами с показателями преломления $n_s$=1.5 и $n_c$=1.0 и расположенными между ними четырьмя слоями толщиной 0.5 мкм каждый с показателями преломления $n_1$=1.66, $n_2$=1.60, $n_3$=1.53-i1.53$\cdot 10^{-4}$, $n_4$=1.66-i1.66$\cdot 10^{-4}$. Длина волны излучения составляла 0.6328 нм. С помощью предлагаемого метода мы определили нормированные постоянные распространения $\text{б} = \text{в}/k$ первых четырех волноводных TE мод (см. таблицу 1). Постоянные распространения определены с хорошей точностью - различия с результатами работы[3] составляют доли процента. В таблице приведены также данные о количестве итераций, потребовавшихся в случае, когда начальное приближение не было известно, и когда мы таковым приближением располагали. Предварительный поиск начального приближения позволяет сократить количество требующихся итераций и тем самым значительно уменьшить время численного счета.

| | нормированная постоянная распространения $\text{б} = \text{б}' - i\text{б}''$ | | | | | | количество итераций метода конечных разностей | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| | предлагаемый метод | | работа[3] | | отличия, % | | в общем случае | с использованием найденного начального приближения |
| | $\text{б}'$ | $\text{б}''$ | $\text{б}'$ | $\text{б}''$ | $\text{б}'$ | $\text{б}''$ | | |
| $TE_0$ | 1.6226 | 6.74E-7 | 1.6227 | 6.73E-7 | 0.006 | 0.15 | 36 | 15 |
| $TE_1$ | 1.6051 | 1.66E-4 | 1.6053 | 1.66E-4 | 0.012 | 0.00 | 15 | 12 |
| $TE_2$ | 1.5570 | 2.11E-5 | 1.5571 | 2.09E-5 | 0.006 | 0.96 | 35 | 19 |
| $TE_3$ | 1.5034 | 5.52E-5 | 1.5036 | 5.50E-5 | 0.013 | 0.36 | 52 | 18 |

**Таблица 1.** 6-слойный волновод с диэлектрическими потерями

Предложен алгоритм расчета многослойных волноведущих структур, позволяющий с хорошей точностью определять постоянные распространения волноводных и вытекающих мод. В частности, он может быть использован при разработке ARROW (Anti Resonance Reflecting Optical Waveguide) волноводов и многослойных структур мощных полупроводниковых лазеров. Достоинствами метода являются проста реализации и высокая скорость счета.


1. T. Baba, Y. Kokubun, *J. Quantum Electron.,* **28**, 1689-1700, (1992).
2. R. Smith, S. Houde-Walter, G. Forbes, *J. Quantum Electron*., **28**, 1520-1526, (1992).
3. E. Anemogiannis, E.N. Glytsis *J. Lightwave Technol*., **10,** 1344-1351, (1992).
4. K.-H. Schlereth, M. Tacke *J. Quantum Electron.*, **26**, 627-630, (1990).

5. N. Elkin, A. Napartovich, V. Troshchieva, D. Vysotsky, T.-W. Lee, S. Hagness, N.-H. Kim, L. Bao, L. Mawst *J. Lightwave Technol*., **24**, 1834-1842, (2006).
6. А.Г. Ржанов, С.Э. Григас *Вычислительные методы и программирование,* **10**, 258-262, (2009) (http://num-meth.srcc.msu.ru/).

# СЕКЦИЯ 5. ОПТИЧЕСКАЯ ИНФОРМАТИКА

## ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ПАРАМЕТРОВ СХЕМЫ КОМПЕНСАЦИИ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ РАБОТЫ ВОЛП

Волков К.А.
Поволжский государственный университет телекоммуникаций и информатики, Самара, Россия

Представлены результаты статистического моделирования регенерационного участка ВОЛП с плотным управлением дисперсией и произведена оценка допустимых отклонений параметров схемы компенсации дисперсии.

В настоящее время на региональном уровне ЕСЭ РФ широко распространены волоконно-оптические системы передачи (ВОЛП), работающие с потоками данных на уровнях STM-16 или STM-64. Поскольку реальная загруженность на некоторых участках сети приближается к пределу свих возможностей и, учитывая существующую тенденцию роста требуемой полосы пропускания, в ближайшее время возникнет необходимость в переходе на более высокий уровень скорости передачи. Известен квазисолитонный режим работы ВОЛП, основанный на дисперсионно-управляемых солитонах с использованием коротких периодов компенсации, много меньших длины усилительных участков. Данная техника плотного управления дисперсией - DDMS (dense dispersion managed soliton)[2,3], позволяет строить ВОЛП, которые отвечают требованиям наземных региональных сетей для STM-64 и STM-256. Использование DDMS предполагает подбор дисперсионной карты (ДК) и параметров передачи. В процессе строительства при практической реализации ДК в ходе строительства, реконструкции линии связи, нельзя исключить отклонения параметров схемы компенсации от значений, заложенных проектом. Как следствие возникает необходимость определения допусков на отклонение длин сегментов ДК, выбора параметров схемы компенсации дисперсии и стратегии формирования и корректировки укладочной ведомости.

Для решения данной задачи была разработана модель регенерационного участка ВОЛП с DDMS на основе известного решения модифицированного нелинейного уравнения Шредингера (МНУШ) вариационным методом[1,4]. С учетом ограничений вариационного метода[1] и в предположении Гауссовской огибающей система уравнений для параметров импульса записывается в виде[4]:

$$\frac{\partial T}{\partial Z} = \beta_2(Z)\frac{C}{T}$$
$$\frac{\partial C}{\partial Z} = \frac{\gamma E_0 p(Z)}{\sqrt{2\pi}T} + \frac{\beta_2(Z)}{T^2}\left(1 + C^2\right),$$

где $T$, $C$ - длительность и чирп импульса; $\gamma$ - параметр, описывающий нелинейность ОВ; $E_0$ - входная энергия импульса; $\beta_2$ - функция, описывающая изменение параметра хроматической дисперсии вдоль линии; $p(Z)$ - функция, описывающая изменение пиковой мощности солитона между двумя соседними усилителями.

Статистическое моделирование производилось для симметричных и ассиметричных двухсегментных ДК с периодом 4 км, со средним значением остаточной дисперсии в -0,01 пс²/км, на регенерационном участке ВОЛП. В качестве среды передачи использовались оптические волокна (ОВ) с различными положительным и отрицательным значениями дисперсий. Длительность вводимых импульсов соответствовала скорости передачи на уровне STM-64. В целях упрощения мы полагали, что случайное распределение длин сегментов ДК подчиняется нормальному закону и не учитывали взаимодействие солитонов. При анализе стабильности работы системы в качестве критерия использовалась длительность импульса. Результаты моделирования показали, что ВОЛП с использованием симметричных ДК работает более стабильно. В частности для симметричных ДК было получено, что при вариациях длин сегментов до 10% относительное изменение длительности импульса составит не более 5%.


1. S.Turitsyn, I. Gabitov, E. Laedke, V.Mezentsev, S.Musher, E.Shapiro , T. Schafer K. H. Spatschek. *Optics Communications* **151,** 117–135, (1998).
2. A. Liang, H. Toda, A. Hasegawa. *ECOC'99*, P3.8, vol. **1**, pp. 386-387, (1999).
3. M. Mishra, S. Konar. *PIER* **78**, 301–320, (2008).
4. G.P. Agrawal: Fiber-Optic Communications Systems. Third Edition. John Wiley & Sons, Inc. 561, (2002).


# РЕЗУЛЬТАТЫ ОЦЕНКИ ДЛИНЫ БИЕНИЙ ОПТИЧЕСКИХ ВОЛОКОН ПОЛЯРИЗАЦИОННЫМ ОПТИЧЕСКИМ РЕФЛЕКТОМЕТРОМ С УВЕЛИЧЕННОЙ ДЛИТЕЛЬНОСТЬЮ ИМПУЛЬСА


Дашков М.В.

Поволжский государственный университет телекоммуникаций и информатики, Самара, Россия



В данной работе приведены результаты оценки распределения длины биений оптических волокон с использованием поляризационного оптического рефлектометра. В результате было экспериментально подтверждена возможность использования для измерения импульсов повышенной длительности.

Одним из факторов, ограничивающих дальность и скорость передачи современных волоконно-оптических линий передачи (ВОЛП), является поляризационная модовая дисперсия (ПМД) оптических волокон (ОВ). Известно, что даже относительно короткие участки ОВ с повышенным ПМД оказывают значительное влияние на результирующее значение ПМД ВОЛП. Таким образом, при строительстве и модернизации ВОЛП в ряде случаев возникает необходимость в определении распределения величины ПМД по длине регенерационного участка и локализации критических участков. Известно, что ПМД определяется длиной биений и длиной корреляции, зависящей от распределения длины биений в ОВ. В итоге задачу можно свести к оценке распределения длины биений вдоль ОВ.

Для решения подобных задач может быть использован поляризационный оптический рефлектометр во временной области (POTDR). Проблема измерения POTDR с использованием импульсов малой длительности подробно исследована[1]. Однако измерения на протяженных участках ВОЛП требуют увеличения динамического диапазона POTDR и, как следствие, увеличения длительности зондирующих импульсов.

В данной работе проведено экспериментальное подтверждение возможности использования для измерений импульсов повышенной длительности путем сравнения с результатами, полученными при измерении коротким импульсом и использовании стандартных методик обработки[2].

Для измерений был модернизирован оптический рефлектометр Hewlett Packard E6000A с блоком E6003A к выходу которого через контроллер состояния поляризации подключен поляризатор. Контроллер служит для совмещения плоскостей поляризации излучения лазера и поляризатора.

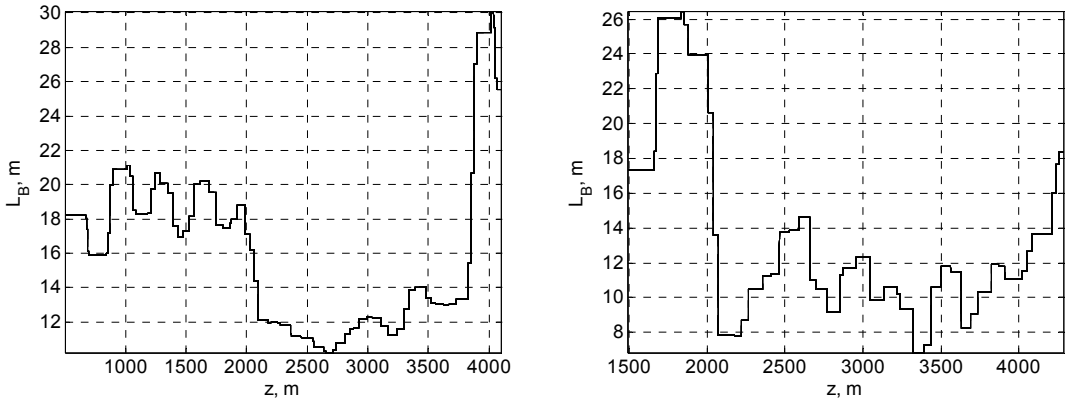
Для апробации были проведены измерения на следующих макетах:

1. Линия, включающая сегменты (протяженность порядка 300 – 500 м) с повышенным двулучепреломлением[3], представляющие собой ОВ, намотанное без тяжения на оправки диаметром 10 и 8 см.

2. Линия, состоящая из трех сегментов ОВ разных типов и даты производства, общей протяженностью 20 км.

Измерения производились при следующих параметрах: длительность импульса - 10 нс и 10 мкс при времени усреднения 3 мин и 1 мин, соответственно; шаг дискретизации 0.5 м. В итоге условия измерения обеспечивали уровень шума менее 0.1 дБ. Сохраненные в формате Bellcore рефлектограммы переводились в формат ASCII и обрабатывались в системе MatLab с использованием специально разработанных алгоритмов.

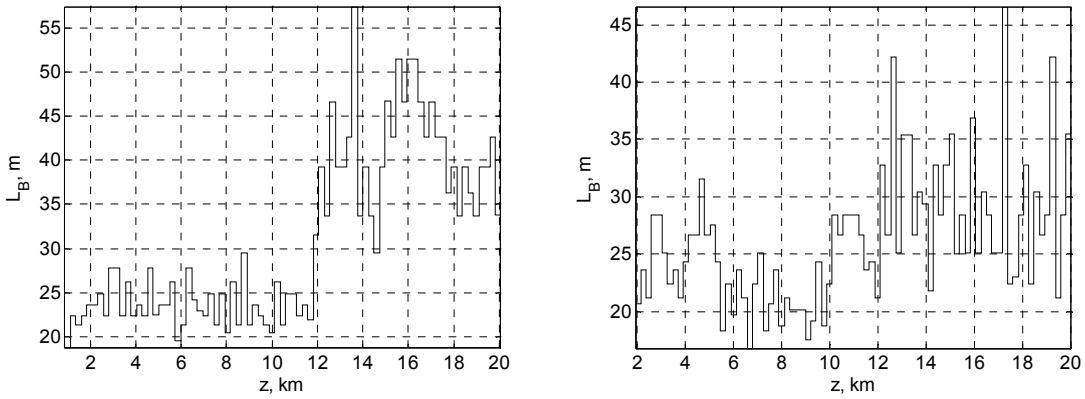
На рис. 1 приведены результаты обработки результатов измерения на макете №1 при разных длительностях импульса. Следует отметить схожий характер распределения биений по длине ОВ. Участки с пониженными значениями длины биений (2000 – 3800 м) соответствуют бухтам ОВ с повышенным двулучепреломлением, наведенным изгибами[3].




а) б)

Рис. 1. Распределение длины биений (макет №1)
а) длительность импульса 10 нс; б) длительность импульса 10 мкс

На рис.2 приведены распределения длины биений для ОВ макета №2. Анализ полученных данных позволяет выделить сегменты ОВ разных типов (12 км сегмент ОВ рек. G.652.A и два участка по 4 км ОВ рек. G.652.D и G.655.C)




а) б)

Рис. 2. Распределение длины биений (макет №2)
а) длительность импульса 10 нс; б) длительность импульса 10 мкс

Сравнение результатов измерения при длительностях 10 нс и 10 мкс подтверждает возможность использования для оценки длины биений импульсов увеличенной длительности.


1. *F. Corsi, A. Galtarossa, L. Palmieri,* Journal of Lightwave Technology, vol. 16, no. 10, 1832 -1843, (1998)
2. *А.В. Бурдин, В.А. Бурдин,* «Фотон-экспресс»-наука, №6, 72-77, (2006)
3. *S.C.Rashleigh*, Journal of Lightwave Technology, vol.LT-1, no.2, 312-331, (1983)

# РЕАЛИЗАЦИЯ НЕЛЕГИТИМНОГО ПОЛЬЗОВАТЕЛЯ НА УСТАНОВКЕ КВАНТОВОЙ КРИПТОГРАФИИ ФАКУЛЬТЕТА ФОТОНИКИ И ОПТОИНФОРМАТИКИ

Глейм А.В., Егоров В.И.
Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

Представлен разработанный алгоритм реализации нелегитимного пользователя системы квантовой криптографии с использованием как аппаратных средств (Plug-and-Play установки кафедры), так и программного моделирования.

Квантовая криптография в настоящее время является перспективной и динамично развивающейся областью квантовой информатики. Системы квантовой криптографии, базирующиеся на принципиальных неопределенностях квантовых систем, способны не только эффективно генерировать абсолютно стойкий ключ, но и распространять его таким образом, чтобы легитимные пользователи канала связи всегда могли обнаружить подслушивание. К настоящему времени была накоплена значительная теоретическая база, а также созданы экспериментальные образцы систем, и большое внимание уделяется поиску наиболее удачных структурных решений и совершенствованию элементной базы, а также исследованию влияния неидеальности систем на секретность. Действительно, предположение об абсолютной секретности справедливо для квантово-криптографических систем с идеальными параметрами (к примеру, отсутствием шума при 100% квантовой эффективности приёмника). На практике злоумышленник может использовать несовершенство системы для перехвата части секретной информации. Работа по усилению секретности ведется в трех основных направлениях: совершенствование элементной базы, обработка ключа после генерации и изучение возможных стратегий действия неправомерного пользователя. В настоящем докладе мы предлагаем алгоритм, позволяющий исследовать механизм взлома, используя реальную систему.

Установка, на которой проводится работа, относится к классу Plug-and-Play систем, работает по протоколу B92 с использованием фазы. Она состоит из блока отправителя (Алиса), блока получателя (Боб), оптоволоконной линии (закрытого канала) и открытого канала связи. Использование при передаче сильного опорного сигнала предотвращает возможность реализации перехватчиком выигрышной стратегии (перехватывать все сигналы, посланные отправителем, переправлять получателю только успешно детектированные). В качестве моделируемой стратегии перехватчика (Евы) была выбрана так называемая «Intercept/Resend» («Перехват/Пересылка»), так как она представляется простой и наиболее выгодной по результатам теоретического расчета. Следуя этой стратегии, Ева пытается перехватить все импульсы, посылаемые Алисой: в случае успешного детектирования, она посылает Бобу идентичный, а в противном случае - случайным образом (в рамках выбранного базиса) модулированный импульс.

Принципиальная схема квантово-криптографической системы с нелегитимным пользователем приведена на рис.1. Перехватчик ведет себя аналогично легитимным

пользователям, представляясь сначала получателем, а затем отправителем, что позволяет использовать для моделирования узлы Алисы и Боба без привлечения дополнительных аппаратных средств.

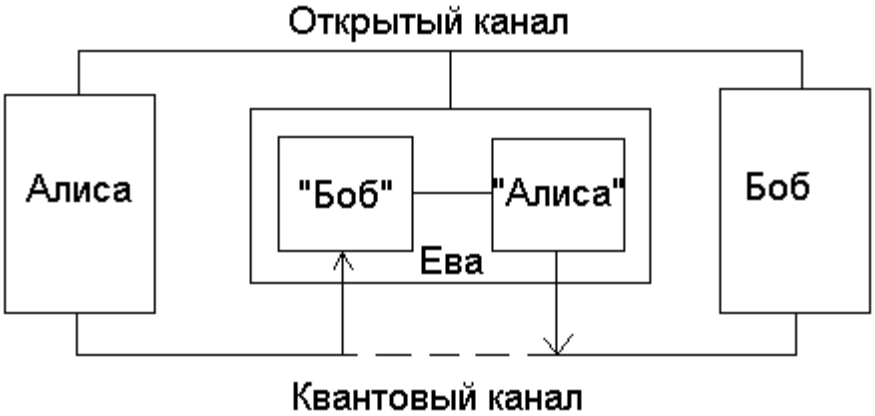



**Рис.1.** Принципиальная схема квантово-криптографической системы с перехватчиком

Алгоритм, по которому реализуется имитация действий злоумышленника, состоит из следующих этапов:

1. Установка запускается в обычном режиме. Результаты, полученные Бобом (в виде текстового файла), считаются результатами, полученными Евой. Данные Алисы сохраняются.
2. При необходимости производится коррекция результатов.
3. Запускается программа, формирующая из сгенерированного файла данные, полученные Евой, и данные, отправляемые Бобу. Если была детектирована интерференция, то использованная на этом отсчете фаза модулятора остается неизменной; в противном случае случайным образом устанавливается в 0 или $\pi$. (В соответствии с выбранной стратегией «Intercept/Resend»)
4. Происходит повторный запуск установки. Используя случайную последовательность состояний модулятора Боба и данные, полученные на предыдущем этапе, формируется последовательность, используемая для генерации ключа.
5. Происходит сверка протоколов Алисы и Боба и обработка данных Евы. Ключ будет содержать значительное число ошибок.

Реализация вышеописанного алгоритма позволяет исследовать влияние ошибок и несовершенства системы на секретность, проверять корректность теоретических расчетов, тестировать надежность установки, а также иллюстрировать алгоритмы взлома и их эффективность. Кроме того, существует возможность программирования различных стратегий и использования их комбинаций как последовательно, так и параллельно.

# СВЕРХБЫСТРОЕ УПРАВЛЯЕМОЕ ДВУХВОЛНОВОЕ СКАНИРОВАНИЕ ЛАЗЕРНЫХ ПУЧКОВ КОГЕРЕНТНЫМИ ГОЛОГРАФИЧЕСКИМИ ФОТОННЫМИ КРИСТАЛЛАМИ

Архипов Р.М., Егоров В.С, Чехонин И.А., Чехонин М.А., Багаев С.Н.*
Санкт-Петербургский государственный университет, ООО
“Спецоптика СПб”, Санкт-Петербург, Россия
*ИЛФ СО РАН, 630090, Новосибирск, Россия

Предложен принцип углового сканирования нерезонансного лазерного импульса в результате дифракции на индуцированной решетке разности заселенности в тонком слое резонасных частиц. Показаны возможности управления углом дифракции и применения эффекта в оптоинформационных устройствах.

В настоящее время для углового сканирования лазерных пучков широко применяются зеркальные и акустооптические дефлекторы когерентного излучения. По порядку величины отношение угла отклонения $\alpha$ к времени установления $\delta\tau$ составляет для них $90^o/10^{-4}$ сек и $2^o/10^{-6}$ сек соответственно.

В работе [1] предложен новый принцип работы сверхбыстрого углового дефлектора на основе последовательного во времени переизлучения голографически индуцированных решеток резонансной поляризации P(t,x) когерентного фотонного кристалла. Оценка скорости углового сканирования $\alpha/\delta\tau$ составляет величину порядка $10^o/10^{-11}$ сек.

В данной работе предложен дифракционный способ сканирования нерезонансного импульсного излучения на основе эффекта изменения во времени пространственного периода решеток разности заселенностей N(t,x) тонкого слоя резонансных частиц (Рис. 1). Величина углового отклонения $\alpha$ считывающего нерезонансного импульса контролируется временем задержки импульса $\tau_d$, а также амплитудой и длительностью импульса накачки.

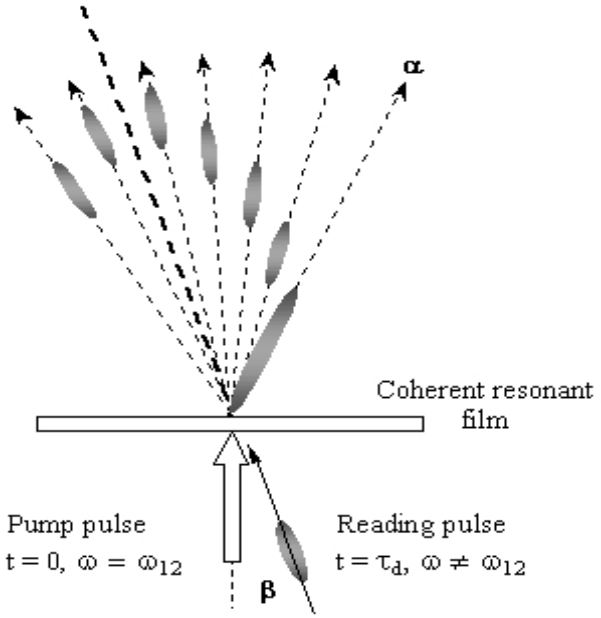



**Рис. 1.** Динамика углового распределения дифракционных волн дефлектора в дальней зоне

Работа устройства основана на *последовательной во времени дифракции* считывающего импульса на пространственных гармониках разности заселенностей N(t,x) в тонком резонансном слое вещества. Существенно, что возбуждение слоя производится импульсом резонансного поля с поперечным периодическим пространственным профилем в виде “пилообразной” функции E(t,x) = E(t)*saw(x) с периодом Δ. График единичной функции saw(x) приведен на Рис. 2.

Пространственный спектр Фурье N(t,x) содержит четные гармоники волнового вектора фотонного кристалла $|\mathbf{Q}|=2\pi/\Delta$: $\mathbf{Q_n} = 2n*\mathbf{Q}$, n = 0,1,2…- целое число. При дифракции импульса на решетках разности заселенностей $N_n(t)$ в дальней зоне распространяются электромагнитные волны под углами, определяемыми условием Вавилова-Черенкова: $\sin(\alpha_n) = \sin(\beta) \pm |\mathbf{Q_n}|/k$, где β - угол падения и $k=2\pi/\lambda$ - волновой вектор считывающего импульса.

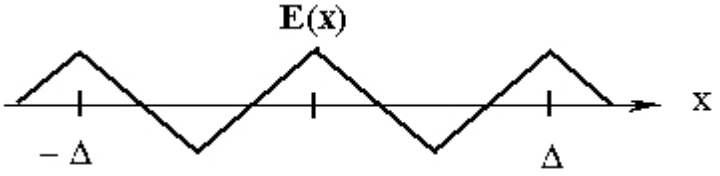



**Рис. 2.** Пространственное распределение импульса накачки E(t,x) = E(t)*saw(x).

В работе [1] описан способ голографического Фурье-синтеза поперечного распределения поля накачки фотонного кристалла E(t,x) = E(t)*saw(x) при интерференции **m** волн. Необходимый профиль поля E(t,x) может быть также синтезирован с помощью компактного дифракционного или голографического оптического элемента (DOE, HOE).

Динамика дифракции на когерентном фотонном кристалле может быть определена, в общем случае, с помощью уравнений Блоха [2] для поляризации слоя $P(t,x) = d_{12}N_o(\mathbf{u}(t,x)+i\mathbf{v}(t,x))$ и разности заселенностей атомов, молекул, экситонов или квантовых точек $N(t,x) = N_o\mathbf{w}(t,x)$:

$$\frac{d}{dt}u(t,x) = -\Delta\omega\cdot v - \frac{1}{T_2}\cdot u \tag{1}$$

$$\frac{d}{dt}v(t,x) = \Delta\omega\cdot u - \frac{1}{T_2}\cdot v + \Omega_R\cdot w \tag{2}$$

$$\frac{d}{dt}w(t,x) = -\frac{1}{T_1}\cdot(w+1) - \Omega_R\cdot v \tag{3}$$

где Δω - частотная расстройка поля накачки и частоты резонанса слоя $\omega_{12}$, $d_{12}$ и $N_o$ – дипольный момент и плотность атомов, $T_1$, $T_2$ – времена продольной и поперечной релаксации соответственно, $\Omega_R(t,x) = d_{12}E(t,x)/\hbar$ – частота Раби импульса накачки.

В частном случае Δω=0, $T_1 = T_2 = \infty$ может быть получено аналитическое решение (1-3) с помощью введения “площади” импульса Θ(t,x), зависящей от координаты **x** [3]:

$$\Theta(t,x) = \frac{d_{12}}{\hbar}\cdot\int_{-\infty}^{t}E(t,x)\,dt \tag{4}$$

В этом случае решение (1-3) для разности заселенностей слоя легко находится: $N(t,x) = d_{12}N_o\cos(\Theta(t,x)) = d_{12}N_o\cos(\Theta(t)*saw(x))$. Очевидно, что текущая *площадь импульса накачки* $\Theta(t)$ выполняет роль *динамической пространственной частоты* нелинейной решетки $N(t,x)$.

На Рис. 3 приведена эволюция пространственного спектра Фурье разности заселенностей $N(t,x)$ частиц слоя для гауссового импульса накачки $E(t) = E_o\exp(-(t/\tau p)^2)$ при $\tau p = 25$ psec и полной "площади" импульса накачки $\Theta_\infty = \Theta(t=\infty) = 19\ \pi$.

Использование считывающего импульса с длительностью $\boldsymbol{\tau} << \boldsymbol{\tau p}$ позволяет управлять углом его дифракции $\alpha_n$ с помощью изменения времени задержки $\boldsymbol{\tau_d}$ между импульсами. При $\boldsymbol{\tau} \approx \boldsymbol{\tau p}$ считывающий импульс разделяется на серию последовательных во времени коротких импульсов (Рис. 1 и 3), каждый из которых распространяется под углом дифракции $\alpha_n$ (эффект угловой развертки). При $\boldsymbol{\tau_d} >> \boldsymbol{\tau p}$ угол дифракции $\boldsymbol{\alpha}$ считывающего импульса определяется только полной "площадью" импульса накачки $\Theta_\infty$: $\sin(\alpha) = \sin(\beta) \pm 2\Theta_\infty|\mathbf{Q}|/\pi k$.

Эффект когерентной угловой развертки был также исследован в общем случае с помощью численного решения уравнений Блоха (1-3) для конечных времен $T_1$ и $T_2$.

Использовался Фурье-синтез [1] пилобразного распределения поля $E(t,x)$ с помощью 3-х или 4-х пар интерферирующих волн: $\mathbf{m} = 1,3,5$; $\mathbf{m} = 1,3,5,7$. Показано, что малое число волн $\mathbf{m}$, формирующих "пилообразный" профиль $E(t,x)$ слабо влияет на амплитуду волны дифракции с предельным углом $\boldsymbol{\alpha}$. Конечные времена релаксации $T_1$ и $T_2$ не разрушают эффект развертки, но приводят к уменьшению амплитуды мпульсов с углами $\boldsymbol{\alpha_n}$.

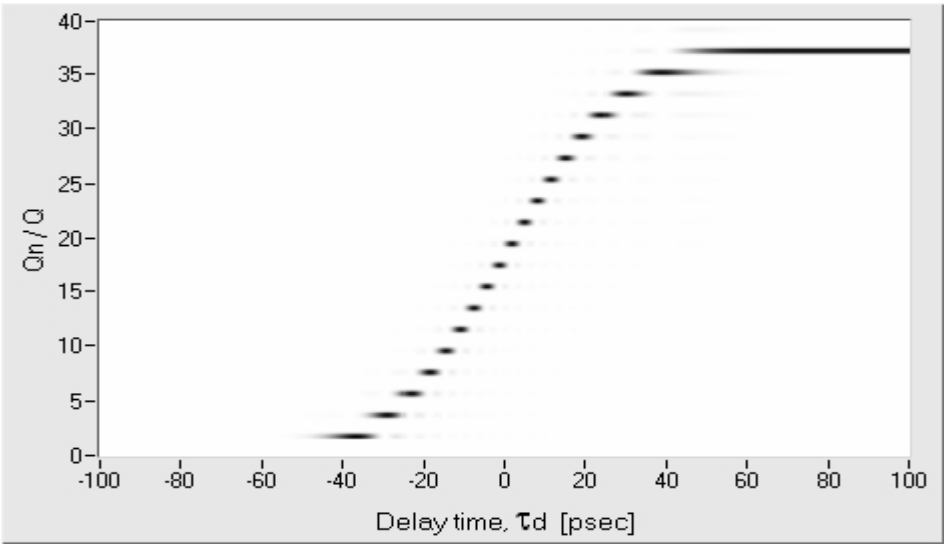



**Рис. 3.** Последовательная во времени дифракция считывающего импульса на гармониках разности заселенностей $N_n(t)$ с волновыми векторами $\mathbf{Q_n} = 2n*\mathbf{Q}$; ($T_1 = T_2 = \infty$).

Следует особо отметить, что в случае индуцирования резонансного фотонного кристалла полем двух интерферирующих волн в виде $E(t,x)=E(t)*\sin(Q*x)$ [4] резонансная поляризация слоя $P(t,x) = d_{12}N_o\sin(\Theta(t)*\sin(Q*x))$ излучает *одновременно* на многих порядках дифракции и не приводит к эффекту угловой развертки излучения.

Исследованный эффект может применяться в высокоскоростных лазерных мультиплексорах и демультиплексорах импульсов световолоконных устройств, а

также в оптических осциллографах и устройствах оптической задержки и компрессии импульсов. Чувствительность амплитуды дифракционных волн высокого порядка к когерентности взаимодействия импульса накачки с резонансным слоем может использоваться как идентификационный признак в защитных голограммах.


1. Р.М.Архипов, В.С.Егоров, И.А.Чехонин, М.А.Чехонин, С.Н.Багаев, “Сверхбыстрое сканирование лазерных пучков когерентными голографическими фотонными кристаллами”, Голография Экспо-2009: *Тез. докл. VI Междунар. конференции, Киев, Украина, 1-2 июля 2009* (в печати).
2. Л.Аллен, Дж.Эберли, *Оптический резонанс и двухуровневые атомы*, М.: Мир, 1978.
3. В.С.Егоров, И.А.Чехонин, *ЖТФ,* **56**, № 3, 572-574, (1986).
4. N.Tan-no, K.Ohkawara, H.Inaba, *Phys. Rev. Lett*., **v. 46, n. 19**, 1282-1285, (1981).


# РЕАЛИЗАЦИЯ МОДЕЛИ ЛИНЕЙНОЙ РЕГРЕССИИ МЕТОДОМ ГОЛОГРАФИИ ФУРЬЕ: ВЛИЯНИЕ ОГРАНИЧЕННОСТИ ДИНАМИЧЕСКОГО ДИАПАЗОНА РЕГИСТРИРУЮЩЕЙ СРЕДЫ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ПРОЦЕССА ПРИ ВЫСОКОЧАСТОТНОЙ ФИЛЬТРАЦИИ


Бекяшева З.С.

Санкт-Петербургский Государственный Университет Информационных Технологий, Механики и Оптики, Санкт-Петербург, Россия



Применительно к реализации модели линейной регрессии методом голографии Фурье исследовано влияние фильтрации, обусловленной ограниченностью динамического диапазона голографической регистрирующей среды, на характеристики случайного процесса. При численном моделировании использованы модели фильтров, адекватных реальным характеристикам голографических регистрирующих сред. Получены зависимости, связывающие оценку стационарности с характеристиками процесса и фильтра.


В теории случайных процессов известна модель линейной регрессии, которая может быть применена для решения задач интерполяции и экстраполяции. Частный случай задачи экстраполяции – линейное предсказание, которое позволяет предсказать дальнейшее поведение наблюдаемой реализации случайного процесса. Линейный предсказатель является наилучшим по критерию минимума среднего квадрата ошибки предсказателем для стационарных случайных процессов[1,2].

В работах[3,4] теоретически показано, что модель множественной линейной регрессии может быть реализована в 4-f схеме фурье – голографии с обращением волнового фронта в плоскости корреляций.

Для корректности применения модели (построения наилучшей оценки) должны выполняться требования о нулевом матожидании и стационарности процесса. В то же время, большинство реальных процессов и полей нестационарны.

В теории случайных процессов разработан ряд методов сведения нестационарных процессов к стационарным. В числе прочих существует метод деления нестационарной реализации процесса на стационарные интервалы[5]. Этот метод может быть применен, если нестационарность реализации обусловлена низкочастотными компонентами. При умещении в длине реализации целого числа периодов самой низкой частоты спектра матожидание этой частотной компоненты постоянно, т.е. данная частотная компонента стационарна по матожиданию. Если же целое число периодов не умещается, то матожидание непостоянно, оценка стационарности ниже. Это соотношение актуально при малой величине отношения длины реализации к периоду самой низкой частоты – $L/T_{min}$. При $L/T_{min} >>1$ величина этого отношения не играет большой роли, оценка стационарности растет. Отсюда следует, что вместо деления нестационарной реализации на стационарные интервалы может быть применена высокочастотная фильтрация, убирающая из спектра низкие частоты, влияющие на нестационарность по матожиданию.

Применительно к реализации модели линейной регрессии методом голографии Фурье существенно, что динамический диапазон регистрирующей среды для записи голограммы всегда ограничен, а спектры реальных изображений имеют существенно больший, в несколько порядков, перепад амплитуд. Таким образом, на голограмме может быть записан только ограниченный участок спектра (ограниченный интервал частот), выбор которого каждый раз определяется задачей. Эта неизбежная фильтрация в частотной плоскости должна быть оптимизирована также и с целью обеспечения корректности реализуемой модели.

Данная работа посвящена исследованию влияния высокочастотной фильтрации в частотной плоскости на стационарность процесса по матожиданию. В качестве метода исследования выбрано численное моделирование.

Использовались реализации случайных процессов с двумя видами спектров – экспоненциальным и экспоненциальным с локальным максимумов в области низких частот. Моделировались три типа фильтров с функциями пропускания, адекватным функциям, аппроксимирующим дифракционную эффективность реальных голограмм Фурье: сигмоидальной функцией, функцией Гаусса и суммы двух, симметрично смещенных относительно нулевой частоты, функций Гаусса.

Поскольку нестационарность по матожиданию обусловлена преимущественно низкочастотными компонентами, то для оценки влияния низких частот моделировались следующие методы настройки фильтров: сдвиг частоты максимума пропускания фильтров в высокочастотную область и изменение формы (сужение) фильтрующей функции.

При фильтрации сигмоидальным фильтром происходит сужение глобального максимума корреляционной функции. При фильтрации, описываемой функцией Гаусса и суммой двух функций Гаусса, происходит уплощение вершины глобального максимума за счет уменьшения пропускания в высокочастотной области и уменьшение радиуса у основания как результат уменьшения пропускания в низкочастотной области. Форма корреляционных функций при сужении и сдвиге максимума фильтра изменяется схожим образом.

Наибольшая оценка стационарности у реализации, профильтрованной гауссообразным фильтром, поскольку из трех фильтров именно он имеет самое низкое пропускание в области низких частот, что подтверждает превалирующую

роль низких частот в стационарности реализации. Оценки стационарности при сдвиге и сужении фильтрующих функций приведены на Рис. 1а.

Для проверки гипотезы о возрастании оценки при кратности длины реализации периоду самой низкой частоты промоделирована фильтрация с добавлением к вышеописанным фильтрам режекции низких частот. Кривые оценок стационарности для такой фильтрации, приведенные на Рис.1б, имеют участок осцилляций, которые появились в результате последовательного удаления частот из спектра. Когда период самой низкой частоты кратен длине реализации, оценка растет, когда в длине реализации умещается нецелое число периодов, оценка снижается (пока число периодов мало). Оценки стационарности выше, чем в двух предыдущих случаях, что еще раз подтверждает определяющую роль в формировании стационарности по матожиданию именно низких частот.

Поскольку возрастание оценок стационарности дали как режекция низких частот, так и сужение фильтрующей функции, то для достижения большей степени стационарности совмещены эти два способа высокочастотной фильтрации – режекция низких частот и изменение формы фильтра.

Оценки стационарности, полученные путем режекции, выше, чем оценки стационарности, полученные путем совмещения метода режекции и сужения функции фильтра. Это обусловлено тем, что во втором случае радиус корреляции уменьшается быстрее, поскольку имеет место и ослабление высоких частот – кривые за счет этого растягиваются вправо.

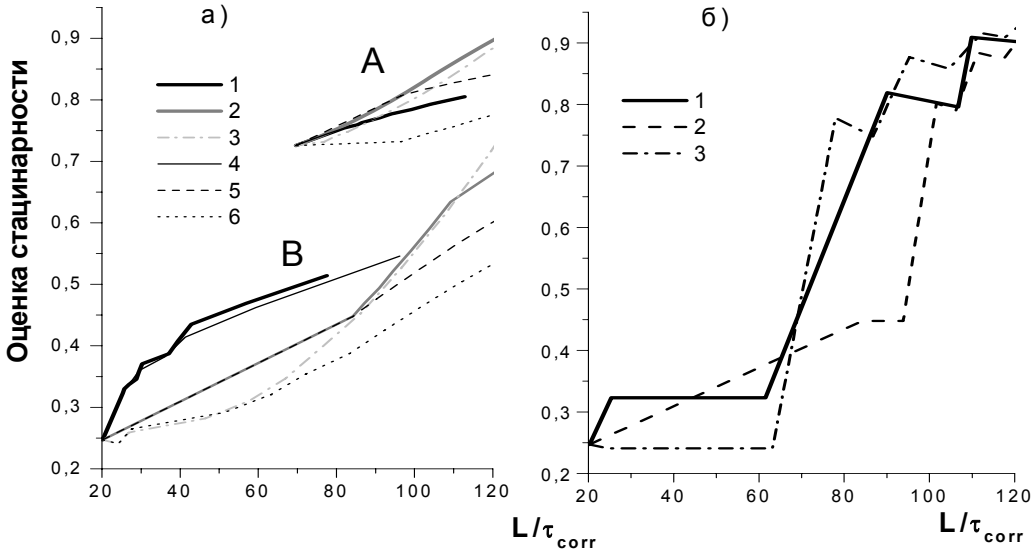



**Рис. 1**. Оценки стационарности при следующих видах фильтрации:
а) при сужении функции фильтра (семейство кривых А – для спектра с локальным максимумом; семейство В – для экспоненциального спектра): 1 – для сигмоидального, 2 – для гауссообразного, 3 – для фильтра – суммы двух гауссоид; для смещения максимума функции фильтра: 4 – для сигмоидального, 5 – для гауссообразного, 6 – для фильтра – суммы двух гауссоид
б) при режекции: 1 –для сигмоидального фильтра; 2– для гауссообразного фильтра; 3 - для фильтра – суммы двух функций Гаусса

Таким образом, ограниченность динамического диапазона голографических регистрирующих сред может быть эффективно применена для повышения стационарности обрабатываемых изображений методом высокочастотной фильтрации. Эффективность с точки зрения стационарности по матожиданию определяется, в первую очередь, степенью ослабления фильтром низких частот. Соответственно, самую высокую оценку стационарности среди вышеописанных методов обеспечивает метод режекции низких частот, следующим по эффективности являются фильтры, описываемые функцией Гаусса.


1. Дж. Л. Дуб, *Вероятностные процессы*, М., изд-во иностранной литературы, 1956
2. G.R. Grimmet, D.R. Sterzaker, *Probability and random processes*, Oxford. Oxford Sc. Publ., Claredon Press, 1992
3. А.В. Павлов, *Изв. А.Н. Сер. Теория и Системы Управления*, **2**, с.29-36, 2005
4. А.В. Павлов, *Оптика и спектроскопия*, **98**, №6, 1033-1037, 2005
5. Г.И. Василенко, Л.М. Цибулькин, *Голографические распознающие устройства*, М. Радио и связь, 1985
6. А.Д. Вентцель, *Курс теории случайных процессов*, М. Наука, 1975


# СЕКЦИЯ 6. ОПТИЧЕСКИЕ МАТЕРИАЛЫ И ТЕХНОЛОГИИ

## ВЛИЯНИЕ ТЕРМООБРАБОТКИ НА ИЗМЕНЕНИЕ ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ ОБЪЕМНЫХ ФАЗОВЫХ ГОЛОГРАММ, ЗАПИСАННЫХ НА ФОТО-ТЕРМО-РЕФРАКТИВНОМ СТЕКЛЕ


Иванов С. А., Приказов М. Ю., Златов А. С., Корзинин Ю. Л., Никоноров Н. В.

Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия



Исследована зависимость амплитуды модуляции первой гармоники показателя преломления объемных фазовых голограмм на силикатном фото-термо-рефрактивном (ФТР) стекле от скорости и времени охлаждения образца на завершающей стадии термообработки.


Одним из перспективных материалов для создания эффективных голограммных объемных элементов являются фото-термо-рефрактивные стекла [1]. Голограммы на этих стеклах обладают высокой дифракционной эффективностью и спектрально-угловой селективностью. Высокая термическая и оптическая прочность фото-термо-рефрактивных стекол позволяет использовать такие голограммные оптические элементы в мощных лазерных системах. Кроме этого, голограммы, зарегистрированные в ФТР стекле, обладают высокой химической устойчивостью и

механической прочностью и в этом отношении практически не отличаются от коммерческого оптического стекла К8.

В работе были исследованы цинковоалюмосиликатные стекла с большим содержанием фтора, активированные ионами церия, серебра и сурьмы. Стекла были синтезированы в кварцевых тиглях при температуре 1500°С из реактивов марки ОСЧ.

В настоящей работе были исследованы свойства объемных фазовых голограмм на силикатном фото-термо-рефрактивном стекле, запись голограмм производилась He-Cd лазером на длине волны 325 нм по симметричной двулучевой схеме.

Измерения угловой селективности в данной работе проводились на двух длинах волн – в видимой области He-Ne лазером (λ=633 нм) и полупроводниковым лазером, (λ= 850 нм) из-за полосы поглощения коллоидного серебра в видимой области. Также в работе измерялась дифракционная эффективность исследуемых голограмм.

Амплитуда модуляции первой гармоники показателя преломления рассчитывалась путем сравнения экспериментально измеренного и расчетного контура угловой селективности.

Было проведено сравнение образцов, полученных при одинаковой дозе облучения He-Cd лазером, отличающиеся завершающим этапом термообработки. В работе показано влияние завершающего этапа термообработки на конечные свойства получаемых голограмм. Выявлена зависимость максимального значения амплитуды модуляции первой гармоники показателя преломления от скорости протекания завершающего этапа термообработки. Рассмотрена проблема уменьшения времени термообработки без существенного ухудшения конечных характеристик голограмм.

1. *Кучинский С.А., Никоноров Н.В., Панышева Е.И., Савин В.В., Туниманова И.В.* Свойства объемных фазовых голограмм на мультихромных стеклах // Оптика и спектроскопия. 1991. Т. 70. № 6. С.1296.

## УПРАВЛЕНИЕ СВЕТОВЫМИ ПОЛЯМИ ДИФРАКЦИОННЫМИ ЖИДКОКРИСТАЛЛИЧЕСКИМИ ЭЛЕМЕНТАМИ

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

Экспериментально исследованы методы управления световыми полями с помощью оптоэлектронных дифракционных элементов на основе ориентированного слоя нематического жидкого кристалла и фотополимерного материала, позволяющего формировать тонкие фазовые дифракционные структуры.

Широкие возможности использования жидкокристаллических (ЖК) элементов для управления световыми потоками привлекают пристальное внимание многих научно-исследовательских организаций и промышленных фирм. Такой повышенный интерес обьясняется уникальными свойствами ЖК-элементов (тонкие оптические слои, низкие рабочие напряжения, дешевизна изготовления). Наряду с традиционными сферами использования жидких кристаллов (индикаторы, дефлекторы, модуляторы света) в последнее время активно исследуются пути

создания управляемых дифракционных элементов, формирующих световое поле с необходимыми свойствами[1–6].

Целью настоящей работы являлась создание электрически управляемых дифракционных элементов на основе пространственно модулированных слоев ЖК, использующих для формирования тонкой фазовой дифракционной решетки ориентирующий фотополимерный материал, и исследование методов управления их дифракционной эффективностью.

В результате проведенных исследований разработаны и созданы электрически управляемые жидкокристаллические дифракционные элементы, начальная модуляция показателя преломления которых осуществляется посредством пространственной ориентации молекул ЖК фотополимерным ориентирующим покрытием на одной из подложек ЖК ячейки в соответствии с пространственной структурой предварительно засвечивающего его светового поля. Засветка производилась поляризованным УФ излучением через никелевую маску-транспарант на кварцевом стекле. Вторая подложка для лучшей ориентации молекул ЖК была засвечена ортогонально поляризованным пространственно однородным излучением для создания в ЖК слое Т-деформации. Толщина ЖК-слоя составляла 20 мкм и обеспечивала формирование тонких фазовых решеток с периодом в десятки микрон.

Как показали предварительные исследования[7], использование Т-деформации является наиболее предпочтительным схемным решением, поскольку преимущественная ориентация молекул ЖК на обеих подложках ортогональна и в ячейке создается пространственно-неоднородная твист-структура. Причем световой пучок должен направляться на грань ЖК-ячейки с пространственно-модулированным состоянием фотополимера. Экспериментально зафиксированы значения дифракционной эффективности близкие к предельному значению для тонких фазовых голограмм (~30%). Как видно на рис. 1, созданные дифракционные структуры (дифракционная решетка и зонная пластинка Френеля) обладают достаточно высокой контрастностью, сопоставимой с контрастностью используемого транспаранта.

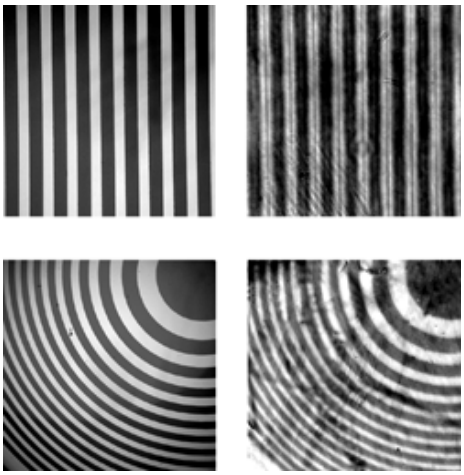


**Рис. 1.** Фотографии транспаранта (слева) и сформированной дифракционной структуры управляемого элемента (справа)

Анализ зависимости дифракционной эффективности ЖК-элемента (дифракционная решетка) от приложенного электрического напряжения показал, что существуют оптимальные значения напряжения, при которых дифракция в первый порядок максимальна ($U \approx 0{,}5$ и 2 В). При нулевом напряжении значения

дифракционной эффективности ниже в полтора раза. При напряжениях свыше 5 В происходит переориентация директора ЖК (молекулы жидкого кристалла располагаются ортогонально электродам) и световой пучок практически без потерь распространяется вдоль оси двулучепреломляющего кристалла (см. рис.2). Существование оптимальных значений напряжения связано с особенностями дифракции света на анизотропных решетках при разности оптических длин для обыкновенной и необыкновенной волн, в несколько раз превышающей длину волны лазерного излучения (толщина ячейки 20 мкм, $n_e - n_o \sim 0{,}1$).

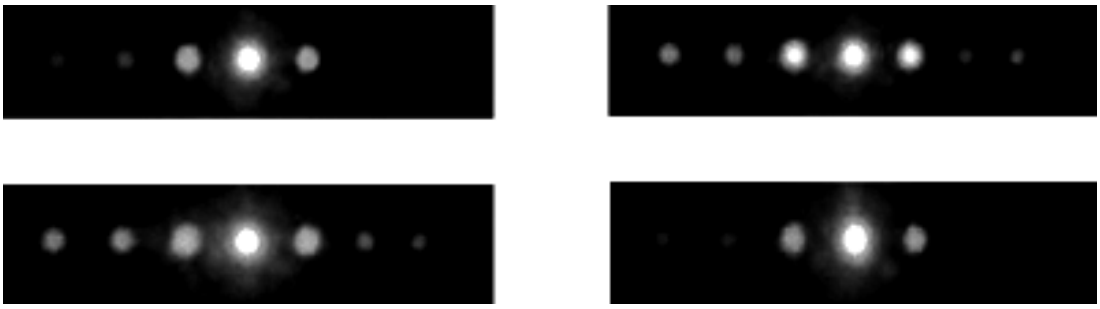


**Рис. 2.** Фотографии дифракционной картины на выходе ЖК элемента при различных напряжениях. Сверху вниз: 0 В и 0,7В (слева) 2В и 5В (справа).

Исследования поляризационных характеристик жидкокристаллических дифракционных решеток показали, что поляризация выходящего излучения в четные и нечетные порядки дифракции зависит от угла поворота плоскости поляризации падающей волны и подаваемого электрического напряжения. На основе обнаруженной зависимости проанализированы варианты создания переключаемых поляризационных элементов.

При использовании зонной пластинки Френеля реализована фокусировка лазерного излучения и продемонстрирована возможность динамического переключения эффекта фокусировки с помощью электрических импульсов (см. рис.3).

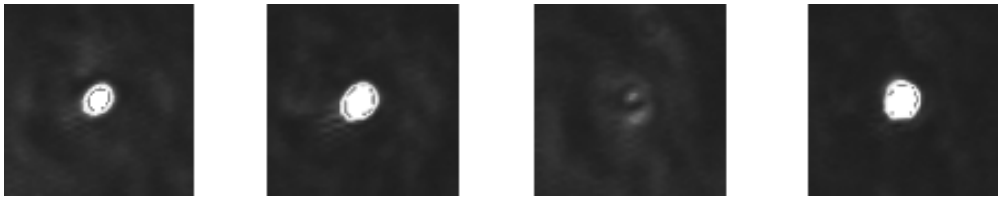


**Рис. 3.** Фотографии зависимости сечения пучка в главном фокусе дифракционного элемента от напряжения. Слева направо: 0В, 1В, 1,67В, 5В

Таким образом, в работе продемонстрирована работоспособность схемы электрического управления дифракционной эффективностью ЖК-ячеек с помощью фотополимерных композитов, позволяющих формировать тонкие фазовые дифракционные решетки с высокой дифракционной эффективностью. Определены оптимальные условия взаимодействия (структура ЖК-ячейки, рабочий диапазон управляющего электрического напряжения). Создан фокусирующий дифракционный элемент, представляющий собой электрически управляемую зонную пластинку Френеля.


1. Pagliusi P., Gipparrone G. *J. Opt. Soc. Am. B*. 21. N.5. P.996. (2004).
2. Lin T.-H., Fuh A.Y.-G. *Opt. Lett.* 30. N.11. P.1390. (2005).
3. Sarkissian H., Serak S.V., Tabiryan N.V. et al. *Opt. Lett*. 31. N.15. P.2248. (2006)

4. Kapoustine V., Kazakevitch A., So. V., Tam R. *Opt. Commun.* 266. N.1. P.1. (2006)
5. Беляев В.В., Кушнир Е.М., Клыков А.В., Цой В.И. *Оптический журнал.* 72. N9. С.86. (2005).
6. Y.J. Liu, X.W. Sun, Q. Wang, D. Luo // *Opt. Express* 15 №.25, 16645-16650, (2007).
7. Казак А.А., Мельникова Е.А., Толстик А.Л., Могильный В.В., Станкевич А.И. *Письма в ЖТФ* 34 №20 1-7 (2008).

# ИЗМЕРЕНИЕ АБСОЛЮТНОЙ КОНЦЕНТРАЦИИ ИОНОВ $ND^{3+}$ В ТВЕРДЫХ РАСТВОРАХ $LIF-YF_3-LUF_3$

Марисов М.А., Семашко В.В., Кораблева С.Л., Ивойлов Н.Г., Митяшкин О.А., Ефимов В.Н., Наумов А.К., Корякина Е.Ю.
ГОУВПО «Казанский Государственный Университет им. В.И.Ульянова-Ленина», Казань, Россия

Методом рентгенофлюоресцентного анализа измерены абсолютные концентрации ионов $Nd^{3+}$ в твердых растворах состава $LiY_{1-x}Lu_xF_4$ (x=0…1). Созданы образцовые меры, позволяющие определять абсолютную концентрацию этих ионов в кристаллах $LiYF_4$, $LiLuF_4$ и твердых растворах состава $LiY_{1-x}Lu_xF_4$ методами фотометрии и ЭПР-спектроскопии.

Ключевым параметром, определяющим свойства активированных материалов, является абсолютная концентрация примесных ионов. Знание этого параметра необходимо как для интерпретации результатов фундаментальных исследований, так и различных практических расчетов. В настоящей работе приводятся результаты определения коэффициента распределения и абсолютной концентрации ионов $Nd^{3+}$ во фторидных кристаллах со структурой шеелита методами рентгенофлюоресцентного анализа, фотометрии и спектроскопии ЭПР.

Целью работы являлось создание образцовых мер для кристаллов $LiYF_4$, $LiLuF_4$ и твердых растворов состава $LiY_{1-x}Lu_xF_4$, активированных ионами $Nd^{3+}$ для последующих неразрушающих измерений абсолютной концентрации ионов $Nd^{3+}$ в кристаллических системах $LiY_{1-x}Lu_xF_4$ методами ЭПР и оптической спектроскопии.

Соединения $LiReF_4$, где Re=Gd…Lu образуют кристаллы со структурой шеелита, кристаллическая решетка которой относится к тетрагональной сингонии (пространственная группа симметрии $C^6_{4h}$). Существенным является то обстоятельство, что соединения $LiReF_4$ образуют элементы только иттриевой подгруппы ряда редкоземельных элементов, а, например, соединения $LiCeF_4$ не существует. В кристаллах $LiReF_4$ коэффициент распределения редкоземельных ионов подгруппы церия (Ce….Eu) оказывается существенно меньшим единицы и, соответственно, их реальная концентрация в объеме кристаллов оказывается в разы меньшей чем в исходных компонентах шихты.

Наиболее известными и практически используемыми кристаллами из этого ряда являются кристаллы $LiYF_4$ и $LiLuF_4$, которые при активации редкоземельными ионами являются эффективными активными средами лазеров УФ и ближнего ИК диапазонов[1,2]. В качестве активных сред лазеров представляют интерес также

твердые растворы состава $LiY_{1-x}Lu_xF_4$, где x непрерывно меняется от 0 до 1. Для этих твердых растворов соблюдаются правила Вегарда и Ретгерса[3], что обуславливает монотонное изменение свойств кристаллической матрицы в пределах значений, соответствующих крайним точкам этого ряда – $LiLuF_4$ и $LiYF_4$, и позволяет добиваться их оптимального соотношения с точки зрения практических применений.

Для определения абсолютной концентрации активаторных ионов $Nd^{3+}$ в кристаллах $LiY_{1-x}Lu_xF_4$ (x=0..1) использовался метод рентгенофлюоресцентного анализа (РФА). Для наблюдения спектров ренгенофлюоресценции использовался спектрофлюориметр “Spectroscan UF”. Возбуждение ренгенофлюоресценции осуществлялось излучением рентгеновской трубки с молибденовым анодом при питающем напряжении 40 кВ. Образцы при этом представляли собой истолченные в порошок кристаллы и стехиометрические смеси компонентов шихты. С целью уменьшения влияния неравномерности распределения концентрации исследуемой примеси в пробе и других геометрических факторов, во время измерений осуществлялось вращение кюветы с образцом относительно оптической оси рентгеновского спектрофлюориметра.

Ввиду того, что испускание кванта рентгеновского излучения происходит в результате электронного перехода между внутренними оболочками атомов исследуемого вещества, спектр рентгенофлюоресценции не зависит от лигандного окружения исследуемых ионов и их валентного состояния, а интегральная интенсивность флюоресценции пропорциональна числу ионов в пробе. В то же время, интенсивность ренгенофлюоресценции исследуемых ионов зависит от глубины проникновения характеристического рентгеновского излучения, используемого для возбуждения флюоресценции, вглубь образца, а также поглощением испущенных ионами квантов ренгенофлюоресценции другими химическими элементами, присутствующими в пробах.

Имея ввиду это обстоятельство, были зарегистрированы спектры ренгенофлюоресценции порошкообразных смесей реактивов LiF, $YF_3$, $LuF_3$ и $NdF_3$ с известным с точностью до 0.03 ат.% содержанием ионов Y, Lu и Nd. Эти смеси затем использовались в качестве шихты для выращивания монокристаллов $LiY_{1-x}Lu_xF_4:Nd^{3+}$ (x=0..1). Спектры рентенофлюоресценции образцов регистрировались в диапазоне 1500-2510 мÅ и кроме спектральных линий принадлежащих ионам Nd (Lβ1, Lα1, Lβ2), регистрировались линии ионов Y (Kα1) во втором и третьем порядках дифракции и линии ионов Lu (Ln, L1). Поскольку интенсивности в спектрах ренгенофлюоресценции линейно зависят от количества анализируемого вещества в пробе, интегральные интенсивности спектральных линий атомов Nd ($I_{Nd}$) нормировались на интегральные интенсивности линий флуоресценции атомов – Lu ($I_{Lu}$) и Y ($I_Y$), концентрация которых в смеси реактивов известна и, по-этому, может являться мерой количества вещества в пробах. По полученным спектрам были построены семейства зависимостей отношения интегральных интенсивностей ренгенофлюоресценции ионов Nd, Lu и Y: $I_{Nd}/I_{Lu}$ и/или $I_{Nd}/I_Y$ для всех трех наиболее интенсивных линий в спектрах ренгенофлюоресценции ионов Nd (Lβ1, Lα1, Lβ2). Все зависимости с высокой степенью достоверности описывались линейными функциями (коэффициент корреляции R>0.98). Таким образом, абсолютная концентрация активаторных ионов неодима в выращенных кристаллах состава $LiY_{1-x}Lu_xF_4:Nd^{3+}$ (x=0..1) может определяться расчетным путем с использованием полученных параметров этих линейных регрессий.

Кристаллы состава $LiY_{1-x}Lu_xF_4$ (x = 0…1) выращивались в лаборатории по выращиванию кристаллов Казанского государственного университета методом Бриджмена-Стокбаргера в графитовых тиглях. Полученные образцы имели вид конусообразных стержней со средним диаметром 6 - 8 мм и длиной до 60 мм. Ориентация оптической оси в выращенных кристаллах была перпендикулярно оси кристаллической були.

Для изготовления образцовых мер, позволяющих определять абсолютную концентрацию примесных ионов неразрушающими спектроскопическими методами (методами фотометрии и ЭПР спектроскопии), выбиралась средняя часть выращенных кристаллов. Из этой части перпендикулярно оси були вырезались несколько цилиндров длиной 7-8 мм. Каждый из цилиндров вновь разрезался на две части, одна из которых использовалась для измерения концентраций спектроскопическими методами, а другая – размалывалась в порошок для измерений методом РФА. В качестве спектроскопической характеристики, которая линейно зависит от концентрации ионов $Nd^{3+}$, использовались интегральные коэффициенты поглощения оптического излучения (для фотометрии) и микроволнового излучения (для спектроскопии ЭПР). В частности, для определения абсолютной концентрации методами фотометрии использовались спектры поглощения ионов $Nd^{3+}$ в области электронных переходов $^4I_{9/2}$-$^2G_{9/2}$ и $^4I_{9/2}$-$^2G_{7/2}$.

Было установлено, что, как и в случае измерений, осуществленных для смесей реактивов, из которых выращивались монокристаллы, наблюдался линейный рост интегральных интенсивностей ренгенофлюоресценции соответствующих полос, принадлежащих ионам $Nd^{3+}$ и в спектрах ренгенофлюоресценции кристаллов. Такие же линейные зависимости наблюдались при обработке данных оптических и ЭПР исследований. Таким образом, удалось создать образцовые меры для определения абсолютной концентрации ионов $Nd^{3+}$ в кристаллах состава $LiY_{1-x}Lu_xF_4$ (x = 0…1) методами фотометрии и ЭПР спектроскопии.

Помимо создания образцовых мер были проведены исследования зависимости коэффициента распределения ионов активатора в кристаллах $LiY_{1-x}Lu_xF_4$ (x = 0…1) в зависимости от их катионного состава. Было установлено, что коэффициент распределения ионов $Nd^{3+}$ в твердых растворах состава $LiY_{1-x}Lu_xF_4$ при x=0.6 в ~2.5 раза превышает аналогичный коэффициент в кристаллах $LiYF_4$ и в ~3.6 раз – в кристаллах $LiLuF_4$. При этом концентрация ионов неодима в твердых растворах этого состава превышала в ~2.6 раза концентрацию в кристаллах $LiYF_4$ и в ~3.4 раза – в кристаллах $LiLuF_4$.


1. А.А.Каминский, *Лазерные кристаллы,* 256 с. (1975).
2. В.В.Семашко, ФТТ, 47, №5, 1450-1454 (2005)
3. А.С.Низамутдинов, В.В.Семашко, А.К.Наумов, Л.А.Нуртдинова, Р.Ю. Абдулсабиров, С.Л.Кораблева, В.Н.Ефимов, ФТТ, 50, № 9, 1585-1588 (2008)


## КОВАРИАНТНОЕ КРИСТАЛЛОГРАФИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ ПЛАНАРНЫХ ХИРАЛЬНЫХ МЕТАМАТЕРИАЛОВ


Галынский В.М., Новицкий А.В., Жуковский С.В.*

Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь

* University of Wuppertal, Wuppertal, Germany

Показано, что оптическими свойствами недавно открытых планарных хиральных метаматериалов обладают объемные среды с эллиптическим дихроизмом. Модельная среда проявляет такие свойства планарных хиральных метаматериалов, как одинаковое направление обхода эллипсов поляризации собственных волн и различные коэффициенты пропускания для волн с правой и левой круговой поляризацией, несимметричные относительно изменения направления распространения волны.

Планарные (или двумерные) хиральные метаматериалы (ПХМ) были недавно представлены в ряде экспериментов группой Н. Желудева[1, 2] и позиционируются как отдельных класс хиральных сред с довольно необычными оптическими свойствами. ПХМ представляют собой набор плоских металлических (или в ряде случаев диэлектрических) элементов в виде спиралей, несимметрично разрезанных колец[3], деформированных крестов[4], и т.п. Общим у всех элементов ПХМ является отсутствие зеркальной симметрии (см. Рис. 1 а-б), в результате чего каждый элемент представлен двумя изомерами, полученными зеркальным отражением. В отличие от изотропных хиральных сред (таких, как сахарный раствор), коэффициенты пропускания у ПХМ меняются при изменении направления падения волны на противоположное. Также ПХМ отличаются от невзаимных сред Фарадея, у которых поляризация собственных волн задана в виде двух эллипсов с взаимно противоположными направлениями обхода (у ПХМ — направления обхода одинаково). В данной работе показывается, что необычные оптические свойства ПХМ могут быть объяснены на простом кристаллографическом уровне действием эллиптического дихроизма совместно с анизотропией.

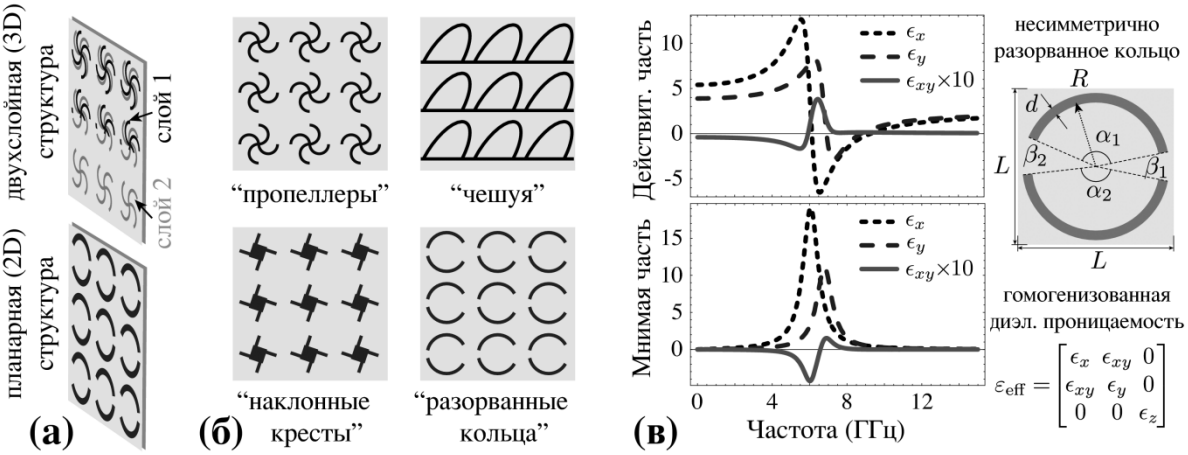



**Рис. 1.** Планарные метаматериалы в сравнении с многослойными (объемными) (а) и примеры структурных элементов ПХМ (б). Геометрия ячейки структуры разрезанного кольца[3] и частотная зависимость компонентов эффективного тензора диэлектрической проницаемости $\varepsilon_{\text{eff}}$ для: $L$=15 mm, $R$=6 mm, $d$=0.8 mm, $\alpha_1$=140°, $\alpha_2$=160°, $\beta_1$=40°, $\beta_2$=20° (в)

Известно, что у немагнитных поглощающих (дихроичных) кристаллов низших сингоний изонормальные волны имеют подобные между собой эллипсы поляризации с взаимно перпендикулярной ориентацией осей и одинаковыми направлениями обхода[5], а тензор диэлектрической проницаемости $\varepsilon$ можно записать в аксиальном виде:

$$\varepsilon = \varepsilon_o + (\varepsilon_e - \varepsilon_o)\mathbf{c} \otimes \mathbf{c}\,,\ \mathbf{c} = \mathbf{c}' + i\kappa\mathbf{c}''\,,\ (\mathbf{c} \otimes \mathbf{c})_{ij} = \mathbf{c}_i \mathbf{c}_j\,, \qquad (1)$$

где векторы **c'** и **c''** определяют оптические оси. Проводя гомогенизацию с помощью теории Лоренца по одной ячейке в виде разрезанного кольца[6], можно найти эффективный тензор $\varepsilon_{\text{eff}}$, коплексные компоненты которого зависят от параметров металла и диэлектрика (см. Рис. 1в), а структура соответствует аксиальному представлению (1). Используя ковариантные методы электродинамики[5], можно из $\varepsilon$ получить тензор нормальной рефракции $N_{\mathbf{н}}$, собственные векторы которого задают поляризацию изонормальных волн среды[7]. Направления обхода эллипсов поляризации изонормальных волн $\mathbf{H}_s = \mathbf{H}_s^{\text{r}} + i\mathbf{H}_s^{\text{i}}$ ($s = 1, 2$) среды, заданной тензором диэлектрической проницаемости $\varepsilon$ (1), удобно исследовать с помощью параметра $\eta$:

$$\eta = \mathbf{q}[\mathbf{H}_1^{\text{r}} \times \mathbf{H}_1^{\text{i}}] \cdot \mathbf{q}[\mathbf{H}_2^{\text{r}} \times \mathbf{H}_2^{\text{i}}] = \frac{4\kappa^2 \sin^2(\phi - \psi)}{(1+\kappa^2)^2 - (\cos 2\phi + \kappa^2 \cos 2\psi)^2}, \qquad (2)$$

где углы $\varphi$ и $\psi$ отвечают за ориентациею оптических осей: $\mathbf{c}' = \mathbf{e}_x \cos\phi + \mathbf{e}_y \sin\phi$, $\mathbf{c}'' = \mathbf{e}_x \cos\psi + \mathbf{e}_y \sin\psi$. Для изотропных и непоглощающих анизотропных сред $\eta$=0 (собственные волны линейно поляризованы в разных плоскостях). Для изотропных хиральных и фарадеевских сред можно показать, что $\eta$<0, что соответствует двум эллиптически поляризованным собственным волнам с противоположными направлениями обхода. Для сред же с эллиптическим дихроизмом, заданных тензором (1), получаем $\eta \geq 0$ и *одинаковые* направления обхода эллипсов поляризации, что подтверждается непосредственным нахождением таковых из тензора $N_{\mathbf{н}}$ (см. Рис. 2а). Таким образом, эллиптически дихроичные среды и ПХМ обладают сходным кристаллографическим поведением. Это дает возможность предположить, что и оптические свойства этих материалов будут совпадать.

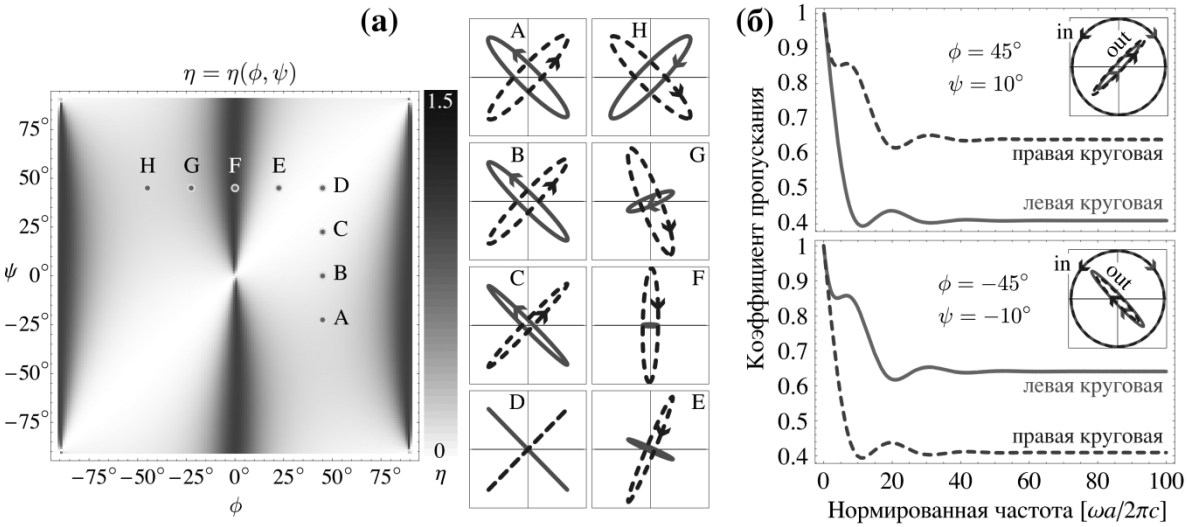



**Рис. 2.** Параметр $\eta$ (2) и форма эллипсов поляризации изонормальных волн для различных ориентаций оптических осей при $\kappa$=0.2 (а). Спектр пропускания падающей волны с правой и левой круговой поляризацией через пластинку с толщиной *a,* заданную тензором диэлектрической прницаемости $\varepsilon$ (1) при $\varphi$ ±45°, $\psi$ =±10°, $\varepsilon_o$=1.1, $\varepsilon_e$=1.0, $\kappa$=0.2, а также состояния поляризации волны на входе (in) и на выходе (out) (б)

Чтобы убедиться в этом, рассмотрим спектральные свойства среды, заданной тензором $\varepsilon$ (1), которые можно получить в рамках формализма волновых операторов для бианизотропных слоистых сред[7]. Спектры пропускания для двух изомеров эллиптически дихроичной среды представлены на рисунке 2б. Обратим внимание, что для изомеров, полученных зеркальным отражением (что соответствует изменению знаков у углов $\varphi$ и $\psi$), спектры пропускания для правой и

левой круговых волн меняются местами. Аналогичный эффект наблюдается и при изменении направления распространения света на противоположное, что совпадает с экспериментально наблюдаемым поведением реальных ПХМ[2-3]. Анализируя состояние поляризации волны на выходе при достаточно большой толщине среды *a* (порядка десятков длин волн), отметим, что при распространении круговой волны происходит обращение направления вращения эллипса поляризации. Направление обхода на выходе совпадает с таковым для изонормальных волн, что согласуется с полученными ранее экспериментальными данными[2].

Таким образом, в результате проведенного исследования было показано, что объемная среда, заданная тензором диэлектрической проницаемости (1), проявляет характерные для ПХМ свойства (одинаковое направление обхода эллипсов поляризации собственных волн), а также имеет сходные оптические параметры (несовпадение коэффициентов пропускания для волн с правой и левой круговой поляризацией, или для волн, падающих на структуру с разных сторон). Использованая модельная среда позволяет применять сравнительно простые ковариантные кристалографические подходы при исследовании планарных хиральных материалов, что упрощает процес разработки на их основе новых, чувствительных к поляризации элементов в фотонике и интегральной оптике.


1. A. Papakostas, A. Potts, D.M. Bangall, S.L. Prosvirnin, H.J. Coles, N.I. Zheludev, *Physical Review Letters*, **90,** 107404, (2003).
2. V.A. Fedotov, P.L. Mladyonov, S.L. Prosvirnin, A.V. Rogacheva, Y. Chen, N.I. Zheludev, *Physical Review Letters*, **97**, 167401, (2006).
3. E. Plum, V.A. Fedotov, N.I. Zheludev, *Applied Physics Letters,* **94**, 131901, (2009).
4. K. Dolgaleva, R.W. Boyd, S.N. Volkov, K. Jefimovs, J. Turunen, Y. Svirko, B.K. Canfield, M. Kauranen, Proceedings of CLEO/QELS 2008, p. QFH6, San Jose, CA, USA, 4–9 May 2008.
5. Ф.И. Федоров, *Теория гиротропии. Минск*. Наука и техника, (1976).
6. S.V. Zhukovsky, A.V. Novitsky, V.M. Galynsky, *Optics Letters,* in press (2009), arXiv:0903.4126 [physics:optics], www.arxiv.org/abs/0903.4126**.**
7. G.N. Borzdov, *Journal of Mathematical Physics*, **38,** p. 6328–6366, (1997).


# ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕХНОЛОГИИ, ГЕНЕРАЦИИ ВТОРОЙ ГАРМОНИКИ И ПОГЛОЩЕНИЯ ПОЛИМЕРНЫХ СЛОЕВ НА ОСНОВЕ ПММА И ДИСПЕРСНОГО КРАСНОГО, ОРИЕНТИРОВАННОГО В КОРОННОМ РАЗРЯДЕ, ДЛЯ ФОРМИРОВАНИЯ ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКОГО МОДУЛЯТОРА МЕТОДОМ НАНОИМПРИНТА.


Арефьева Н.Н., Литвин А.П., Бурункова Ю.Э.
Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия



Проведены исследования полимерных составов и технологий для создания микрополосковых структур методом наноимпринта. Созданы

активные многослойные волноводные структуры на основе полиметилметакрилата и дисперсного красного. Изготовлены микрополосковые структуры с шириной полосков 5 - 50 мкм.

Полимеры становятся наиболее перспективными материалами для использования в системах интегральной оптики и телекоммуникаций, в области создания оптических компьютеров и других направлениях фотоники. Органические материалы имеют ряд значительных преимуществ по сравнению с традиционными материалами, такими как неорганические кристаллы, стекла и полупроводники, среди которых невысокая стоимость, простота технологий и возможность интегрировать различные материалы с различными функциями [1].

Проведены исследования полимерных составов для создания многослойной волноводной структуры. В качестве активного слоя использовался композит полиметилметакрилата (ПММА) с введенными хромофорами дисперсного красного (DR1). Выявлена максимальная концентрации нелинейно-оптического компонента, необходимая для получения слоя с высокими электрооптическими свойствами, ограниченная агрегацией хромофор дисперсного красного. Слои наносились методом центрифугирования из раствора. Принудительная ориентация хромофор в матрице полимера обеспечивалась при помощи поляризации в коронном разряде. Зафиксированы сдвиги максимума интенсивности поглощения образцов в коротковолновую область после проведения ориентации.

Исследованы процессы получения полимерных оптических элементов методом наноимпринта [2]. Ширина микрополосков была различна для обеспечения возможности оценки потерь. Наименьшая ширина составляла 5 мкм, что соответствует одномодовому микрополоску. Исследование микрополосков посредством оптического микроскопа показывает их однородность по форме и отсутствие дефектов на протяжении длины до 10 мм, что обеспечивает сквозное прохождение света через полосок. В дальнейшем данная технология была использована нами для создания электрооптического модулятора света бегущей волны, предназначенного для работы в S- диапазоне (2 - 3 ГГц).


1. Yanyi Huang, George T. Paloczi, Amnon Yariv, *J. Phys. Chem.*, **108,** 8606-8613, (2004).
2. Gates D. *Materials today*, **№2**, 44–49, (2005)


## ТЕРМОМЕХАНИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ТЕРМООПТИЧЕСКИХ АБЕРРАЦИЙ ЛИНЗ


Романов А.Е.

Самарский государственный университет, г. Самара, Россия

«оптическое приборостроение», с зачтением



Проведено исследование формирования термооптических аберраций термодеформированных линз на основе декомпозиции оптической силы на температурную и упругую компоненты. Оптическая сила содержит нетрадиционную форму записи термооптической константы и учитывает нелинейную зависимость термомеханических и оптических свойств стекла линз от температуры.

Известно, что термооптические аберрации линз возникают вследствие изменения габаритов и относительного показателя преломления[1]. Причиной является возникновение и развитие термомеханической расстраиваемости, вызываемой изменением полей температур в толще линз и перемещений оптических поверхностей. К первично идентифицируемым признакам термооптических аберраций диоптрической системы отнесем изменения оптической силы $\Phi$ каждой линзы и диоптрической системы в целом.

Выберем в качестве модели линзы термодеформируемый вдоль оптической оси отрезок с неподвижной срединной точкой[2]. В процессе деформирования толщина линзы $d$ и радиусы кривизны $R$ изменяются на величину перемещения $u$ оптической поверхности. При однородном поле температур и малых величинах избыточной температурой $\Theta$ (относительно референциальной $T_{ref}$) в рамках теории температурных напряжений одномерное перемещение идентифицируется как радиальное перемещение. Оно выражается через коэффициент линейного теплового расширения материала $\alpha$ как

$$u = \alpha\Theta R \qquad (1)$$

и потому при оценке качества изображения здесь справедлива функциональная зависимость $\Phi = \Phi(\Theta)$. Неоднородное же распределение температурного поля в толще линз «приписывает» им свойства граданов с нелинейным показателем преломления $n = n[\Theta(z)]$, определяемым в общем случае лишь по результатам решения задачи термоупругости[3]. В таких случаях имеем $\Phi' = \Phi(u, \Theta)$.

Одной из известных причин необходимости учета независимого вклада $u$ и $\Theta$ в $\Phi'$ является нелинейность постановки задачи термоупругости, возникающая, в частности, когда имеется ряд оптических и термомеханических свойств материалов линз, таблично заданных на нескольких перекрывающихся интервалах температур[4]. Если априори неизвестны экстремумы избыточной температуры, то при оценке качества изображения с помощью $\Phi'$ достоверные результаты решения задачи термоупругости, определяющих неоднородное распределение $u$ и $\Theta$, могут быть получены только при непрерывной зависимости термомеханических и оптических свойств материалов линз (обозначим их как $\iota$) от температуры. Пусть

$$\iota(\Theta) = \sum_{j=1}^{J} k_j (T_{ref} + \Theta)^{j-1}, \qquad (2)$$

где $k$ - размерный коэффициент полинома, $J$ - количество температурных интервалов. Для каждого диапазона $A, B$ - соответственно верхняя и нижняя границы таблично заданного температурного интервала, $C$ - значение температуры на интервале. Выбирая последнюю в качестве среднеинтегральной величины, для каждого интервала получаем уравнение

$$C_j = \frac{1}{B_j - A_j} \int_{A_j}^{B_j} \iota(\Theta) d\Theta. \qquad (3)$$

Подставляя (2) в (3) и преобразуя полученное выражение, получаем для каждого $m$-го диапазона ($m = \overline{1, J}$) линейное алгебраическое уравнение

$$\sum_{j=1}^{J} k_j (j+1)^{-1} \left( B_m^{j-1} - A_m^{j-1} \right) = C_m (B_m - A_m).$$

Их совокупность создает замкнутую систему уравнений относительно неизвестных коэффициентов. В итоге, решение полученной системы обеспечивает однозначность и непрерывность термомеханических и оптических свойств от температуры, но заведомо исключает их постоянство на широких интервалах температур. К примеру, при решении задач термоупругости для диоптрических систем, эксплуатируемых на борту космических аппаратов, изменения $\Theta$ могут достигать ±20К. Очевидно, что столь значительные изменения поля температур приводят к нелинейному изменению не только (2), но и термооптических констант $v$ и $w$. Возникающая в таких условиях термомеханическая расстраиваемость приводит к формированию термооптических аберраций, исследование которых целесообразно проводить лишь с одновременным учетом полей температур и перемещений.

В качестве примера исследования термооптической аберрации рассмотрим расфокусировку одиночной термодеформируемой линзы толщиной $d$ в приближении тонких и толстых линз. В первом приближении нас интересует форма записи термооптической константы $v$ как функций $u$ и $\Theta$, а во втором – расчетной формулы расфокусировки.

При выполнении (1) для одиночной тонкой линзы известна экспоненциальная зависимость оптической силы от температуры, выраженная через термооптическую постоянную

$$v = \frac{\beta}{n - n_0} - \alpha, \qquad (4)$$

где $\beta$ - температурное приращение показателя преломления, $n_0$ - относительный показатель преломления окружающей диатермичной среды, находится из решения соответствующего дифференциального уравнения[1]. Из его решения получаем

$$\Phi(u,\Theta) = \exp\left[ \int v(u,\Theta) d\Theta + const \right]. \qquad (5)$$

Пусть радиусы кривизны преломляющих поверхностей линзы $R_1$ и $R_2$ известны при $\Theta = 0$. Обозначив

$$\phi(\Theta) = n(\Theta) - n_0, \; \psi(u) = \frac{R_2 - R_1 + u_2 - u_1}{(R_1 + u_1)(R_2 + u_2)}, \; n(\Theta) = n(T_{ref}) + \beta(\Theta)\Theta,$$

получаем

$$\Phi(u,\Theta) = \phi(\Theta)\psi(u). \qquad (6)$$

Приравнивая (5) и (6), после преобразований получаем нетрадиционный вид термооптической константы (4), учитывающую раздельный вклад полей температур и перемещений в изменение оптической силы:

$$v' = \frac{\beta}{n - n_0} - \frac{\Theta}{n - n_0} \frac{d\beta}{d\Theta}, \; const = \ln[\psi(u)]. \qquad (7)$$

Очевидно, что различие между (4) и $(7)_1$ заключается во втором слагаемом, которое уже не связано с упругими свойствами материала. Поэтому на основании полученных результатов вклад температурной и упругой компонент в расфокусировку и другие термооптические аберрации может исследоваться

независимо. На основании полученных зависимостей расфокусировка запишется с помощью (6) в виде

$$\Delta f(u,\Theta) = \Phi^{-1}(u,\Theta) - \Phi^{-1}(0,0),$$

где оптическая сила определяется как сумма произведений температурной и упругой компонентов:

$$\Phi(u,\Theta) = \Phi\left(u_1,\overline{\Theta}\right) + \Phi\left(u_2,\overline{\Theta}\right) - \frac{d + u_1 + u_2}{n\left(\overline{\Theta}\right)}\Phi\left(u_1,\overline{\Theta}\right)\Phi\left(u_2,\overline{\Theta}\right). \qquad (8)$$

В (8) $\overline{\Theta}$ является некоторой температурой, однородное распределение которой в толще линзы эквивалентно распределению $\Theta = \Theta(z)$. Тогда из условия $\Delta f(u,\Theta) = 0$ можно найти соотношение между полями $u$ и $\Theta$, и наилучшим образом исправить возникающие в переменных температурных и механических полях корригируемые термооптические аберрации.


1. Русинов М.М. Техническая оптика. М.: *Машиностроение,* (1979).
2. Романов А.Е. Термомеханическая расстраиваемость светозащищенных диоптрических систем, *Вестник СамГУ*, **65**, №6, 290-308, (2008).
3. Романов А.Е. Моделирование трасс световых лучей в термодеформированной линзе, *Сб.тр. 3-й международной конф. «Аналитические и численные методы моделирования естественнонаучных и социальных проблем» (Пенза)*, 226-229, (2008).
4. ГОСТ 13659-68 Стекло оптическое бесцветное. Физико-химические свойства.


# СЕМИНАР «ТЕРАГЕРЦОВАЯ ОПТИКА И СПЕКТРОСКОПИЯ»

## ДИФРАКЦИЯ ТЕРАГЕРЦОВЫХ ВОЛНОВЫХ ПАКЕТОВ ИЗ МАЛОГО ЧИСЛА КОЛЕБАНИЙ НА КРУГЛОМ ОТВЕРСТИИ


Иванов Д.В., Козлов С.А.
Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

В работе приведены результаты численного моделирования дифракции терагерцовых волновых пакетов из малого числа колебаний на круглом отверстии, диаметр которого сопоставим с поперечными размерами пакета. Показано, что в прозрачной среде с дисперсией в результате дифракции широкополосного терагерцового излучения может происходить модуляция его спектра, по форме близкая к наблюдаемой при прохождении излучения в резонансно поглощающей среде.

К настоящему времени вышло уже большое число работ, которые посвящены терагерцовой спектроскопии, позволяющей измерять спектры в диапазоне частот 0,2 – 2 ТГц или 6,6 – 66 см$^{-1}$, важном для исследования органических молекул, содержащих водородные и углеродные связи[1]. В настоящей работе показано, что при расшифровке спектрограмм в определенных ситуациях необходимо учитывать эффекты, связанные с дифракцией терагерцового излучения на апертуре оптической системы. “Резонансы”, наблюдаемые в ТГц спектроскопии на пропускание, могут оказаться дифракционной природы.

Расчет эволюции в воздухе пространственно-временных спектров и полей непараксиальных волновых пакетов из малого числа колебаний терагерцового излучения, дифрагировавшего на круглом отверстии, осуществляется на основе спектральных уравнений[2]. При моделировании в качестве граничных условий рассматривается поперечно осесимметричный гауссов пучок излучения в плоскости отверстия ( $z = 0$ ) вида

$$E(z,r,t)\Big|_{z=0} = E_0 \exp\left(-2\frac{r^2}{\Delta r^2}\right)\exp\left(-2\frac{t^2}{\Delta t^2}\right)\cos(\omega_0 t), \qquad (1)$$

где $z$ – координата оси распространения волнового пакета, $r$ – координата поперечного ей направления, $t$ – время, $\omega_0$ – центральная частота излучения. При расчетах предполагалось, что длина волны излучения $\lambda_0 = 2\pi c/\omega_0 = 300\,мкм$, пространственно-временные параметры волнового пакета $\Delta r = 10\lambda_0$ и $\Delta t = 1.2\,пс$, диаметр отверстия $d = 10\lambda_0$. Линейная зависимость показателя преломления воздуха рассматривалась вида[3]

$$n(\lambda) = 1.000287566 + \frac{1.3412\cdot 10^{-18}\,m^2}{\lambda^2} + \frac{3.777\cdot 10^{-32}\,m^4}{\lambda^4}. \qquad (2)$$

На рис. 1-3 приведены зависимости поля излучения от времени и его временной спектр в плоскости отверстия и на разных расстояниях от него в воздухе.

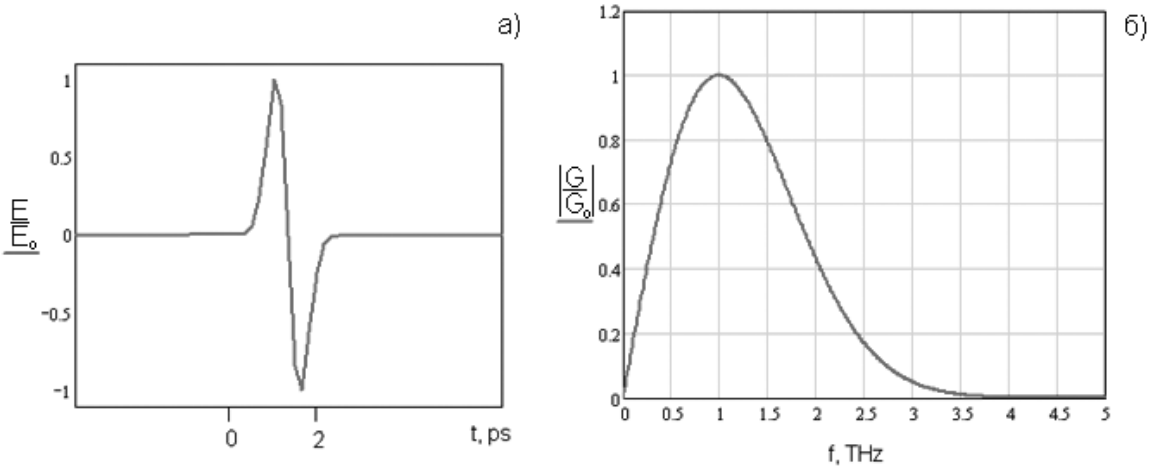



**Рис. 1.** а) Нормированное поле (а) и временной спектр (б) терагерцового излучения в плоскости отверстия.

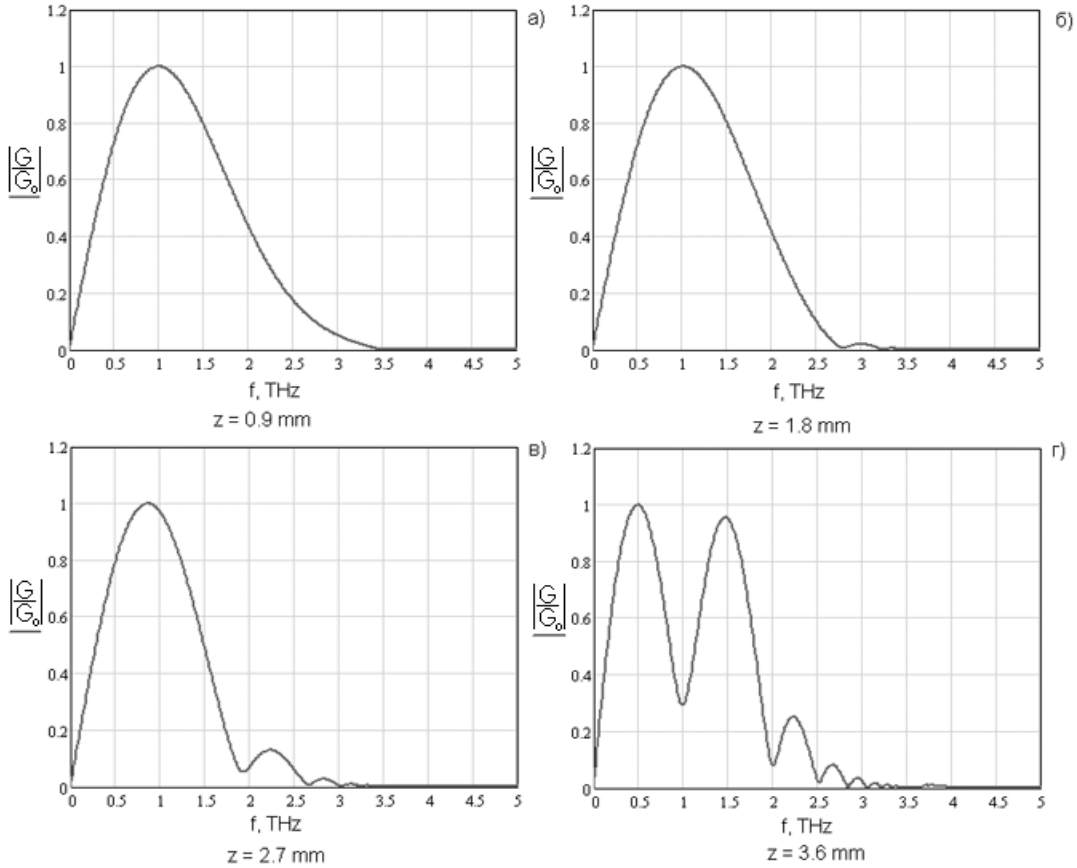



**Рис. 2.** Нормированный временной спектр терагерцового волнового пакета на оси при пройденных им в воздухе расстояниях: а) 0,9 мм; б) 1,8 мм; в) 2,7 мм; г) 3,6 мм.

Как видно из рисунков, по мере распространения волнового пакета для различных его спектральных компонент отверстие будет видно как разное число зон Френеля, что приводит к увеличению или ослаблению значения спектральной плотности на различных длинах волн (модуляцию спектра). Провалы в спектре

близки по форме к типичным линиям поглощения, но, разумеется, не являются ими. Это, видимо, важно учитывать при расшифровке спектрограмм, полученных на конкретных спектрографах.

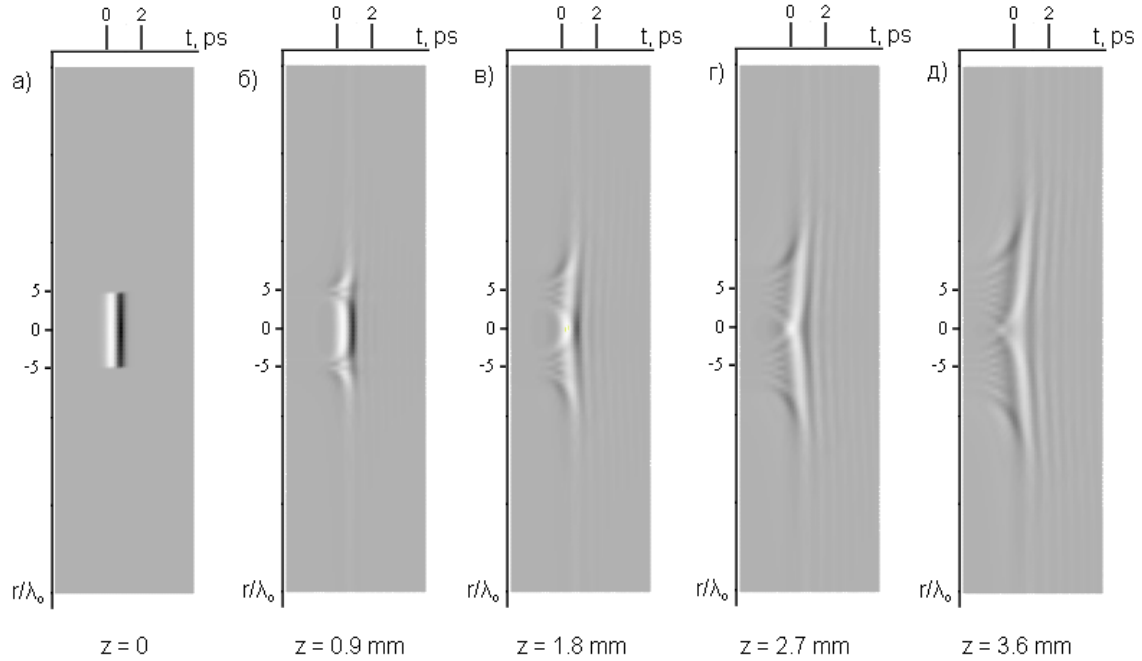



**Рис. 3.** Плоскостные изображения поля терагерцового волнового пакета при пройденных в среде расстояниях: а) 0 мм; б) 0,9 мм; в) 1,8 мм; г) 2,7 мм; д) 3,6 мм. Тёмными участкам соответствуют минимальные значения амплитуды, светлым – максимальные значения.


1. Greene B. I., Saeta P. N., Douglas R. D., Chuang S. L. Far-infrared light generation at semiconductor surfaces and its spectroscopic applications // IEEE J. Quant. Electron. 1992. V.28. P. 2302-2312.
2. Козлов С.А., Самарцев В.В. Оптика фемтосекундных лазеров. - СПб: СПбГУ ИТМО, 2007 - 218с.
3. Born M., Wolf E. Principles of optics: Electromagnetic theory of propagation, interference and diffraction of light. 7th ed. Cambridge University Press, 1999


# О ГЕНЕРАЦИИ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ОДНООСНОМ КРИСТАЛЛЕ С ПРИМЕСНЫМИ ДВУХУРОВНЕВЫМИ РЕЗОНАНСНЫМИ АТОМАМИ


Бугай А.Н., Сазонов С.В.*

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия

*РНЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия

Показана возможность эффективной генерации терагерцового излучения методом оптического выпрямления в одноосном кристалле, содержащем примеси с резонансными двухуровневыми квантовыми переходами. Входя в режим самоиндуцированной прозрачности, лазерный импульс замедляет свою групповую скорость до фазовой скорости терагерцового излучения, что приводит к достижению синхронизма в коллинеарном режиме.

Одним из наиболее эффективных методов генерации широкополосного терагерцового излучения является метод оптического выпрямления. Суть данного явления состоит в генерации излучения на разности крайних частот спектра фемтосекундного лазерного импульса в квадратично-нелинейной среде. Условием эффективного протекания такого процесса является равенство групповой скорости фемтосекундного оптического импульса фазовой скорости в терагерцовой области частот.

Довольно часто групповые скорости в оптическом диапазоне выше скоростей на терагерцовых частотах (например, для широко распространенного ниобата лития), что приводит к генерации в черенковской геометрии, практически неудобной ввиду распределения излучения в конусе.

Известно, что уменьшение скорости (и порой значительное) световых импульсов может явиться следствием их взаимодействия с резонансной средой, например, в режимах самоиндуцированной или электромагнитно-индуцированной прозрачности. В настоящей работе исследована простейшая модель такого взаимодействия, когда в квадратично-нелинейной среде имеются примесные двухуровневые атомы.

При достаточно высокой интенсивности лазерного импульса возможно его распространение в режиме самоиндуцированной прозрачности, и, как следствие, уменьшение его групповой скорости.[1] С другой стороны, терагерцовое излучение вызывает и обратное действие на порождающий его оптический импульс, вызывая смещение спектра последнего в красную область.[2] Непрерывный сдвиг спектра импульса в сторону от резонансной частоты может привести к выходу его из резонанса, что ограничивает эффективность генерации.

Используемый в работе модельный подход основан на ранее полученной нами системе уравнений,[3] которые дополнены откликом системы двухуровневых примесей, описываемой уравнениями Блоха. Указанная самосогласованная система нелинейных волновых и материальных уравнений решалась численно.

Как следует из результатов моделирования, реализация режима самоиндуцированной прозрачности приводит к эффективной генерации терагерцового излучения в коллинеарном режиме, причем эффективность генерации может составлять порядка $10^{-4} - 10^{-3}$. Для компенсации сдвига спектра лазерного импульса в красную область он первоначально должен иметь небольшую отрицательную отстройку от резонанса.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 09-02-00503а).

1. Л. Аллен, Дж. Эберли, *Оптический резонанс и двухуровневые атомы*, М.: Мир (1978).
2. А.Г. Степанов, А.А. Мельников, В.О. Компанец, С.В. Чекалин, *Письма в ЖЭТФ*, **85**, 279, (2007).
3. А.Н. Бугай, С.В. Сазонов, *Письма в ЖЭТФ*, **87**, 470, (2008).

# ГЕНЕРАЦИЯ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ПРОБОЕ ВОЗДУХА ФЕМТОСЕКУНДНЫМИ ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ

Ахмеджанов Р. А., Иляков И. Е., Суворов Е. В., Шишкин Б. В.
Институт прикладной физики Российской академии наук,
Н.Новгород, Россия

Представлены результаты измерений пространственных и временных параметров ТГц излучения искры, создаваемой сфокусированными фемтосекундными лазерными импульсами в воздухе.

Важность исследований в области создания эффективных, недорогих, компактных источников терагерцового излучения (ТИ) определяется уникальными возможностями его использования в разнообразных приложениях: диагностика и идентификация различных материалов (полупроводниковые структуры, взрывчатые и опасные химические вещества, биологические объекты), формирование изображений, контроля состояния окружающей среды [1]. Один из перспективных методов генерации ТИ связан с детектированием лазерных импульсов при оптическом пробое газов [2-7]. В настоящей работе приведены результаты экспериментальных исследований временных и пространственных параметров ТИ при пробое воздуха фемтосекундным излучением, а также влияние второй гармоники ионизирующего излучения и накладываемого на искру внешнего постоянного электрического поля на эффективность генерации ТИ.

Для генерации ТГц излучения использовалась фемтосекундная лазерная система «Spitfire Pro» обладающая следующими параметрами: энергия импульсов – 2,5 мДж, длительность – 50 фс, центральная длина волны – 780 нм, частота следования импульсов – 1кГц, диаметр лазерного пучка – 7 мм. Фемтосекундные лазерные импульсы фокусировались сферической линзой. В области фокуса зажигался разряд. С помощью системы параболических зеркал генерируемые низкочастотные импульсы фокусировались в пластинку электрооптического кристалла (ZnTe), которая служила в качестве детектора терагерцового излучения. Для определения временной формы и спектрального состава ТИ применялся стандартный метод электрооптического стробирования, в котором изменение поляризации пробного лазерного излучения внутри кристалла под действием электрического поля низкочастотной волны анализировались фазовой пластинкой $\lambda/4$, призмой Волластона и парой фотодиодов, включенных по балансной схеме.

Для измерения пространственного распределения энергии и поляризации терагерцового излучения в качестве детектора использовался InSb болометр, позволявший регистрировать ТИ вплоть до 1,5 ТГц. Поперечное распределение энергии ТИ в пучке определялось при помощи непроницаемого экрана с отверстием, который перемещался в плоскости, перпендикулярной направлению распространения излучения. Для измерения поляризационных характеристик ТИ использовался полиэтиленовый решеточный поляризатор.

Были проведены исследования зависимости пространственных и временных характеристик ТИ от параметров лазерного излучения. Обнаружено существенное

отличие в распределении энергии ТИ и его поляризации при фокусировке длиннофокусными (f~400мм) и короткофокусными (f~80мм) линзами. Показано, что пространственное распределение интенсивности терагерцового в поперечном сечении пучка излучения зависит от поляризации лазерного излучения.

Значительное повышение эффективности генерации ТИ (более чем на четыре порядка) наблюдалось при пробое воздуха импульсами, содержащими основную и вторую гармонику лазерного излучения. Для генерации второй гармоники использовался нелинейный кристалл BBO I (бета-борат бария) толщиной 100 мкм, расположенной после сферической линзы. Радиальное распределение интенсивности в поперечном сечении при использовании длиннофокусных линз являлось колоколообразным с максимумом на оси разряда. При уменьшении длины фокусировки до 80 мм на фоне максимума в центре наблюдался небольшой спад интенсивности (~10%), что может объясняться самомодуляцией фазы интенсивного лазерного импульса в плазме [11]. Поляризация ТИ была линейной. При смещении нелинейного кристалла вдоль оптической оси на расстояние d, то есть, при изменении относительной фазы между излучением первой и второй гармоники (в области разряда) $\varphi=2\omega(n_{2\omega}- n_{\omega})d/c$, где $n_{2\omega}$ и $n_{\omega}$ – показатели преломления воздуха для удвоенной и основной частот, как и в других экспериментах [10], наблюдалось периодическое изменение эффективности генерации ТИ. Энергия ТИ сильно изменялась при вращении нелинейного кристалла вокруг оси, совпадающей с направлением распространения лазерного излучения. При этом угол, соответствующий оптимальной генерации ТИ, не совпадал с углом синхронизма первой и второй гармоник. Это объясняется тем, что при оптимальной генерации второй гармоники, ее поляризация оказывается перпендикулярной основной. Как показано в работе [3], такое взаимное положение поляризаций соответствует гораздо менее эффективной генерации ТИ, чем когда они параллельны. Таким образом, оптимальный угол соответствовал некоторому «компромиссу» между эффективностями генерации второй гармоники и ТИ. При положении нелинейного кристалла, соответствующему оптимальной генерации ТИ, наряду с модуляцией интенсивности, в процессе перемещения его вдоль оси системы, наблюдается также периодическое изменение направления поляризации генерируемого ТИ с тем же пространственным масштабом. Этот эффект ранее не наблюдался. Зависимость энергии терагерцового импульса от энергии импульса на основной частоте соответствует представлению о генерации ТИ, как о четырех волновом процессе [10].

В ряде работ [12, 13] было обнаружено сильное влияние внешнего постоянного электрического поля на эффективность генерации терагерцового излучения. В наших экспериментах это обстоятельство так же нашло свое подтверждение. Эффективность преобразования оптического излучения в терагерцовое растет пропорционально квадрату напряженности приложенного поля и при энергии лазерного импульса 2,5 мДж и внешнем поле ~15 кВ/см фактор увеличения эффективности составляет величину порядка 200. Эффективность преобразования растет монотонно с ростом интенсивности ионизующего лазерного излучения. Радиальное распределение интенсивности ТИ при наличии внешнего поля является однопичковым максимумом на оси разряда. Вектор поляризации генерируемого терагерцового излучения параллелен приложенному статическому полю. Необходимо отметить, что включение внешнего электрического поля приводит к заметному смещению «центра тяжести» спектра терагерцового излучения в сторону более низких частот.

В работе представлены результаты экспериментального исследования генерации терагерцового излучения при пробое воздуха атмосферного давления фемтосекундными лазерными импульсами. Подтверждено значительное увеличение эффективности генерации в присутствии постоянного поперечного электрического поля и поля второй гармоники.


1. M. Tonouchi, Nature photonics, **1**, 97, (2007)
2. T. Loffler, H. G. Roscos, J. Appl. Phys., **91**, №5, 2611-2614, (2002)
3. Xu Xie, Jianming Dai, X. -C. Zhang, PRL **96**, 075005 (2006)
4. A. Houard, Y. Liu, A. Mysyrowicz, Appl. Phys. Lett., **91**, 241105, (2007)
5. C. D'Amico, A. Houard, M. Franco, B. Prade, A. Mysyrowicz, A. Couairon, V. T. Tikhonchuk, PRL, **98**, 235002, (2007)
6. С. В. Голубев, Е. В. Суворов, А. Г. Шалашов, Письма в ЖЭТФ, **79**, вып. 8, 443-447, (2004)
7. А. М. Быстров, Н. В. Введенский, В. Б. Гильденбург, Письма в ЖЭТФ, **82**, вып. 12, 852-857, (2005)
8. D.J.Cook and R.M.Hochstrasser. Opt. Lett. **25**, 1210 (2000)
9. M. Fox, *Optical Properties of Solids* Oxford University Press, New York, (2001)
10. T. Loffler, F. Jacob, H. G. Roskos, Appl. Phys. Lett., Vol. 77, No. 3, 17 July (2000)
11. Aure´lien Houard, Yi Liu, Bernard Prade, Vladimir T. Tikhonchuk, and Andre´ Mysyrowicz, PRL **100,** 255006 (2008)


# К ТЕОРИИ ГЕНЕРАЦИИ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ОПТИЧЕСКОМ ПРОБОЕ ВОЗДУХА ФЕМТОСЕКУНДНЫМИ ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ СОДЕРЖАЩИМИ ВТОРУЮ ГАРМОНИКУ


Миронов В. А., Фадеев Д. А.

Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород, Россия



В работе предложена теоретическая модель генерации квазипостоянного тока при оптическом пробое воздуха фемтосекундными лазерными импульсами, содержащими вторую гармонику наряду с фундаментальной. Предложены аналитические оценки для величины тока. Дана теоретическая интерпретация экспериментальных результатов по поляризации терагерцового излучения.


В последнее время ведутся интенсивные исследования методов генерации терагерцового излучения. Это связано с широким спектром применения волн терагерцового диапазона. Терагерцовое излучение (ТИ) может применяться для задач имиджинга (imaging) в задачах неразрушающего контроля объектов в строительстве, медицине, безопасности. Важной областью применения является изучение сложных молекул по их резонансному отклику на электромагнитное излучение терагерцового диапазона.

Одним из направлений в области генерации ТИ являются лазерно-плазменные методы. Это направление появилось в начале 90-х[1]. ТИ наблюдалось из области искры, создаваемой в результате пробоя воздуха мощными лазерными импульсами.

Для лазерно-плазменных схем характерны сверхкороткие терагерцовые импульсы, состоящие из одной осцилляции терагерцового поля. При пробое в воздухе центральная частота генерируемого излучения составляет примерно 1 ТГц. В настоящее время появились новые методы генерации ТИ: генерация в режиме филаментации лазерного импульса[2], генерация при пробое газа в поле лазерного импульса сфокусированного аксиконной линзой[3], генерация в присутствии постоянного электрического поля в области пробоя[4], генерация при пробое композицией фундаментальной и удвоенной гармоник лазерного импульса[5]. Наиболее эффективными оказываются методы генерации с применением постоянного поля и композиции двух гармоник. Как правило, в экспериментах легко реализуются амплитуды удвоенной гармоники значительно превышающие величину постоянного электрического поля, поэтому в настоящее время наиболее эффективным считается метод генерации с использованием бихроматического лазерного излучения.

Бо́льшее количество публикации по лазерно-плазменным методам предлагают множество экспериментальных данных. Важной задачей является построение адекватной математической модели количественно описывающей низкочастотные процессы, происходящие при оптическом пробое газа.

Кратко опишем постановку задачи генерации ТИ. Рассмотрение удобно провести в три этапа. На первом этапе рассчитывается процесс фокусировки лазерного импульса в условиях пробоя газа. Концентрация плазмы при этом описывается формулой Келдыша, а ток определяется на основе кинетического уравнения Больцмана. Далее определяется источник низкочастотных токов. Для низкочастотных полей в области искры решаются уравнения Максвелла в условиях заданного плазменного канала и источника тока. На следующем этапе рассчитывается поле излучения ограниченной плазмы на основе уравнений Максвелла с заданными токами, полученными на предыдущем этапе.

В данной работе мы обсудим лишь часть поставленной задачи, касающуюся формирования источника в условиях генерации ТИ бихроматическими лазерными импульсами. В этом случае в задаче появляются дополнительные параметры, такие как амплитуда, фаза, поляризация удвоенной гармоники. Свойства генерируемого ТИ определяется источником низкочастотного тока. Поэтому расчет источника низкочастотных токов возникающих при ионизации газа композицией первой и удвоенной гармоник лазерного поля дает качественные представления о свойствах (например поляризационных) генерируемого ТИ.

Для описания возбуждения квазипостоянного тока (ток электронов появившихся в процессе ионизации неисчезающий после окончания лазерного импульса) используется уравнение Больцмана для функции распределения электронов $f(v,r,t)$ описывающее мгновенное рождение частиц с нулевой начальной скоростью. Такое приближение справедливо в случае туннельной ионизации. От уравнения Больцмана можно далее перейти уравнению для тока $j = e\int f\, v\, \mathrm{d}v$

$$\frac{\partial \mathbf{j}}{\partial t} = \frac{e^2}{m}\mathbf{E}n \qquad (1)$$

Скорость изменения концентрации плазмы $n$ определяется по формуле Келдыша

$$\frac{\partial n}{\partial t} = n_0 w(E) = 8 n_0 \omega_H \exp\left(-\frac{2}{3}\frac{E_H}{|E|}\right), \qquad (2)$$

где $\omega_H$, $E_H$ – характерная атомная частота и поле соответственно, а $n_0$ – концентрация нейтралов.

Таким образом, для определения квазистационарного тока необходимо провести усреднение правой части выражения (1). Электрическое поле лазерного импульса запишем в виде

$$\mathbf{E} = \mathbf{e_A} A \sin(\omega t) + \mathbf{e_B} B \cos(2\omega t + \phi), \qquad (3)$$

считая поля на основной и удвоенной гармониках поляризованными линейно. В работе аналитически рассмотрены случаи коллинеарных и ортогональных поляризаций $\mathbf{e_A}$ и $\mathbf{e_B}$. Ясно, что в случае, когда электрическое поле импульса на второй гармонике перпендикулярно полю импульса на основной гармонике скорость рождения электронов и, следовательно, концентрация содержат лишь четные гармоники. В результате возможен усредненный вклад в ток электронов в результате усреднения произведения концентрации на поле второй гармоники. В случае коллинеарных гармоник лазерного поля концентрация электронов содержит как четные, так и нечетные гармоники. Поэтому средний ток образуется как при смешении первых гармоник лазерного поля и концентрации, так и вторых. Детальный анализ показывает, что при параметрах близких к экспериментальным ($A \sim 0.1 E_H$, $B \sim 0.2 A$) смешение основных гармоник преобладает. При этом генерация квазипостоянного тока в случае коллинеарных поляризаций лазерных импульсов оказывается примерно в четыре раза (по амплитуде) эффективнее, чем в случае ортогональных поляризаций.

Предложенные выше рассуждения существенно базируются на мгновенности рождения электрона (считается, что туннелирование происходит на временах значительно меньших, чем период лазерного поля). Для указанных величин полей возникает вопрос о применимости туннельного предела формулы Келдыша. Поэтому был проведен анализ возбуждения квазипостоянного тока в квантовой модели на основе одномерного одноэлектронного уравнения Шредингера. Полученные результаты качественно согласуются с выводами квазиклассической модели.

Полученные результаты применены для интерпретации экспериментальных данных по поляризации терагерцового излучения в условиях работы[6]. В ней использовался кристалл, который эффективно генерирует вторую гармонику ортогональную первой при совпадении поляризации падающего излучения с одной из осей кристалла. Поворот кристалла относительно оси системы сопровождался появлением эллиптичности прошедшей волны, уменьшением эффективности генерации второй гармоники и поворотом ее поляризации. Экспериментально определялся угол поворота кристалла, при котором достигалась максимальная эффективность генерации ТИ. При этом сдвиг кристалла вдоль оси системы, приводил к изменению фазы $\phi$, и к вращению линейной поляризации ТИ. Найденная в результате зависимость угла поворота поляризации ТИ от сдвига кристалла совпала с соответствующей зависимостью при теоретическом рассмотрении задачи.

1. H. Hamster, A. Sullivan, S. Gordon, R. W. Falcone, Phys. Rev. E, **49**, 671 (1994)

2. C. D`Amico, A. Hourard, M. Franco, B. Prade, A. Mysyrowicz, A. Couairon, V. T. Tikhonchuk, PRL, **98**, 235002, (2007)
3. Р. А. Ахмеджанов, И. Е. Иляков, В. А. Миронов, Е. В. Суворов, Д. А. Фадеев, Б. В. Шишкин, Письма в ЖЭТФ, **88**, 9, 659-663 (2008)
4. A. Houard, Y. Liu, A. Mysyrowicz, New J. Phys., **10**, 013015, (2008)
5. Xu Xie, Jianming Dai, X.-C. Zhang, PRL, **96**, 075005, (2006)
6. Р. А. Ахмеджанов, И. Е. Иляков, В. А. Миронов, Е. В. Суворов, Д. А. Фадеев, Б. В. Шишкин, ЖЭТФ, **136**, 3 (2009)

# ГЕНЕРАЦИЯ И ДЕТЕКТИРОВАНИЕ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ПЕРИОДИЧЕСКИ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ КРИСТАЛЛАХ С ПОМОЩЬЮ ИМПУЛЬСОВ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НАНОСЕКУНДНОЙ ДЛИТЕЛЬНОСТИ

А.Н. Тучак, П.В. Якунин, Г.Х. Китаева
Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова,
Физический факультет, Москва, Россия

Предложены схемы генерации и детектирования терагерцового излучения на основе нелинейно-оптических периодически поляризованных кристаллов. Экспериментально и численно исследованы возможности перестройки полосы генерации и детектирования в таких схемах при использовании периодически поляризованных кристаллов ниобата лития.

Периодически поляризованные оптические структуры используются в настоящее время в различных схемах нелинейно-оптического преобразования частоты в условиях фазового квазисинхронизма, обеспечивая эффективный энергообмен между любыми оптическими сигналами, начиная от сигналов терагерцового диапазона и заканчивая ультрафиолетовым излучением. Наиболее перспективными являются периодически поляризованные кристаллы-сегнетоэлектрики с регулярной одномерной доменной структурой. При оптимальном выборе периода и пространственной ориентации, периодическое изменение знака квадратичной восприимчивоти на границах разделов доменов создает условия для конструктивной интерференции сигнальной и холостой волн в объемных кристаллах с произвольными дисперсионными характеристиками. В периодических доменных структурах фазовый квазисинхронизм осуществляется в пределах очень узких частотных интервалов. В последнее время апериодически поляризованные кристаллы также стали вызывать интерес в контексте их использования при преобразованиях широкополосного непрерывного или импульсного излучения, преобразования изображений, каскадных мульти-частотных преобразований.

В нашей работе предлагается использовать пары периодически поляризованных кристаллов ниобата лития с различными периодами для узкополосной генерации и частотно-согласованного узкополосного детектирования терагерцового излучения. Рассматривается генерирующая схема, являющаяся схемой оптического выпрямления импульсов широкополосного лазерного излучения ближнего ИК диапазона наносекундной длительности. Детектирование терагерцового излучения осуществляется с помощью схемы генерации разностной (или суммарной) частоты при накачке лазерным излучением видимого диапазона

при *ooe* взаимодействии в периодически поляризованном кристалле ниобата лития. Анализируются возможные механизмы перестройки полосы кристалла-генератора и кристалла-детектора.

## ВЛИЯНИЕ ПРИМЕСИ Mg НА ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КРИСТАЛЛОВ НИОБАТА ЛИТИЯ В ТЕРАГЕРЦОВОМ ДИАПАЗОНЕ СПЕКТРА.

Ковалев С.П., Кузнецов К.А., Китаева Г.Х., Пенин А.Н.
Физический факультет МГУ имени М.В.Ломоносова, Москва, Россия.

Исследована дисперсия диэлектрической проницаемости кристаллов ниобата лития с различными концентрациями примеси магния в терагерцовом диапазоне спектра методом рассеяния света на поляритонах и трехволновой интерференции. Для монодоменных образцов конгруэнтного состава с концентрациями магния 0, 2 и 5 мол.% определены показатели преломления, для необыкновенно поляризованных волн в спектральном диапазоне 20-200 см$^{-1}$, для обыкновенных волн - в диапазоне 50-140 см$^{-1}$ .

Кристаллы ниобата лития ($LiNbO_3$) широко используются в нелинейной оптике. $LiNbO_3$ обладает большой нелинейной восприимчивостью, значительным двулучепреломлением, что способствует его применению в параметрических генераторах, удвоителях частоты, генераторах терагерцового (ТГц) излучения. Включением различных примесей возможно менять дефектную структуру кристалла, и тем самым изменять его оптические свойства. Одной из основных используемых примесей является примесь магния, которая значительно уменьшает фоторефрактивные свойства кристалла. Существует множество работ[1,2], исследующих влияние примесей магния на кристалл $LiNbO_3$. При этом в ТГц диапазоне многие из них имеют ограничения, связанные с увеличением величины поглощения, либо с изменением объема взаимодействия. Спектроскопия рассеяния света на поляритонах (РП) дает возможность избежать данных ограничений и позволяет измерять свойства среды в широком диапазоне терагерцовых частот вплоть до частоты нижнего ТО фонона.

Явление РП на частотах, удаленных от непосредственной близости к частотам оптических фононов, можно интерпретировать как биения когерентного поля накачки (индекс *p*) с нулевыми флуктуациями вакуума, вследствие чего происходит рождение пар коррелированных частиц: сигнального фотона (*s*) и холостого поляритона (*i*), с частотами ($\omega$) и волновыми векторами ($\vec{k}$) удовлетворяющими условиям синхронизма:

$$\begin{cases} \omega_p = \omega_s + \omega_i \\ \vec{k}_p = \vec{k}_s + \vec{k}_i \end{cases} \qquad (1)$$

На Рис.1 представлен частотно-угловой спектр РП кристалла $LiNbO_3$ конгруэнтного состава с 5 мол. % примеси Mg при еее-геометрии рассеяния.

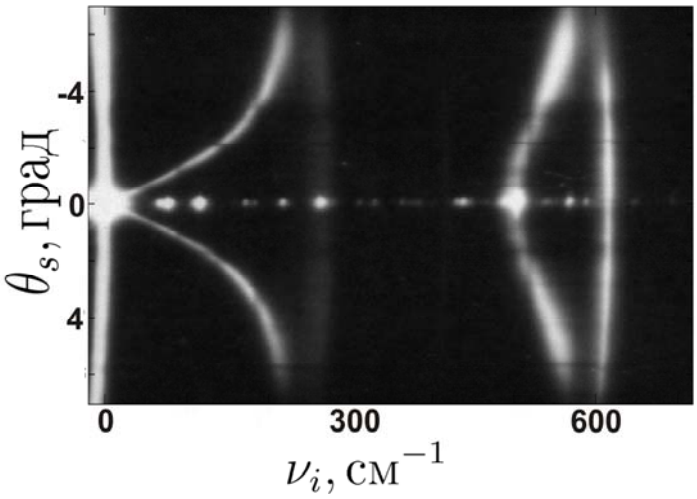



**Рис.1.** Частотно-угловой спектр РП кристалла $LiNbO_3$ с 5 мол % Mg.

На основании (1), по частотно-угловым спектрам сигнального излучения РП, регистрируемого в видимой части спектра, можно измерять величины линейных и нелинейных оптических параметров среды на холостых частотах, соответствующих длинноволновому диапазону. Ход перестроечной кривой позволяет определить вклад конкретных фононов в оптические параметры кристаллов и определить не только их частоты, константы затухания, но и силы фононных осцилляторов. В работе исследовались кристаллы $LiNbO_3$ конгруэнтного состава с различными концентрациями примеси магния : 0, 2, и 5 мол. %. Были измерены диспесии показателя преломления кристаллов в спектральном диапазоне 20-200 см$^{-1}$ для необыкновенных волн и 50-140 см$^{-1}$ для обыкновенных волн. Исследовано влияние примеси на оптические свойства кристалла ниобата лития в терагерцовом диапазоне.


1. U.T.Schwarz, Max Maier. Damping mechanisms of phonon polaritons, exploited by stimulated Raman measurements. *Phys.Rev.B* **58**, 2, p.766-775(1996).
2. L.Palfalvi, J.Hebling, J.Kuhl. Temperature dependence of the absorption and refraction of Mg-doped congruent and stoichimetric $LiNbO_3$ in THz range. *Appl.Phys.,* **97**, 123505 (2005).


## ПОВЕРХНОСТНЫЕ ВОЛНЫ В ИМУЛЬСНОЙ ТЕРАГЕРЦОВОЙ СПЕКТРОСКОПИИ


Назаров М.М., Шкуринов А.П., Котаз Ж.-Л.*

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

*Университет Савойи, Шамбери, Франция

Для исследований поверхностных состояний вещества, тонких плёнок, непрозрачных материалов перспективны волны, локализованные на поверхности. Поверхностные плазмоны, нарушенное полное внутреннее отражение, планарные волноводы – распространённые способы для повышения чувствительности к поверхности и локализации там поля. В докладе рассматриваются особенности этих методов для случая когерентного, широкополосного ТГц излучения. Приводятся экспериментальные исследования распространения и взаимодействия поверхностных плазмонов на дифракционных решётках, отражения от поверхности призмы.

Поверхностные плазмоны (ПП) могут существовать на границе проводящей среды. Они обладают высокой чувствительностью к свойствам поверхности, так как напряжённость их электромагнитного поля максимальна именно на ней, и её свойства определяют условия возникновения, время жизни и спектр плазмонов[1]. Для эффективного возбуждения ПП электромагнитным излучением необходимы специальные устройства, позволяющие скомпенсировать расстройку длин волновых векторов плазмона и падающего излучения – призма, острый край, либо дифракционная решётка. По сравнению с видимым диапазоном затухание в металле для плазмонов в ТГц диапазоне на 4-6 порядков меньше[2], хотя большинство экспериментальных данных не согласуется с моделью Друде для метала в ТГц диапазоне. Проблему слабой локализации поля ТГц ПП на металле сейчас можно решить, используя субволновые отверстия или штрихи на поверхности, сохранив при этом достаточную длину пробега. Коротко рассмотрены другие развивающиеся сегодня применения ТГц ПП: аномальное пропускание субволновых отверстий, конструирование метаматериалов, улучшение квантово каскадных лазеров.

Кроме приложений для спектроскопии тонких плёнок и передачи информации, плазмоны представляют фундаментальный интерес как волны пониженной размерности, интересно исследовать, как плазмоны отражаются, преломляются при прохождении стыка двух разных поверхностей, как можно сфокусировать или отразить пучок плазмонов, какие особенности у короткого импульса ПП. Для ответов на эти вопросы, экспериментальные исследования в ТГц диапазоне наиболее перспективны (в видимом диапазоне – сильное затухание плазмонов, в микроволновом – слишком большие масштабы и слабая локализация).

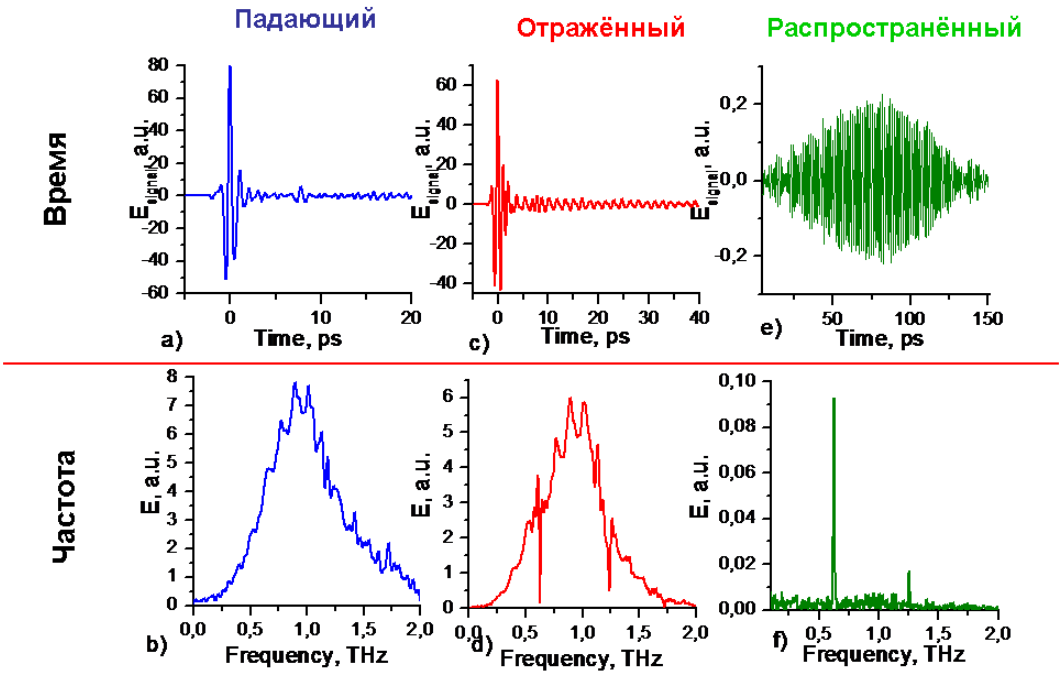



***Рис. 1.*** *Отражение сверхкороткого ТГц импульса от решётки и возбуждение плазмона*

Для генерации и детектирования сверхкоротких терагерцовых импульсов в наших работах используются фемтосекундных лазерные импульсы и нелинейно-оптические либо полупроводниковые устройства – так называемый, известный метод THz-time domain spectroscopy. Поле импульса измеряется как функция времени (Рис. 1 а)), далее преобразованием Фурье переходим в спектральное представление. Для преобразования излучения в поверхностную волну и обратно используется дифракционная решётка или призма. В случае решётки достигается высокая эффективность преобразования в ПП, но для узкого диапазона частот[3], для призмы ситуация обратная. Рассматривается также диэлектрические зубцы решётки на поверхности металла.

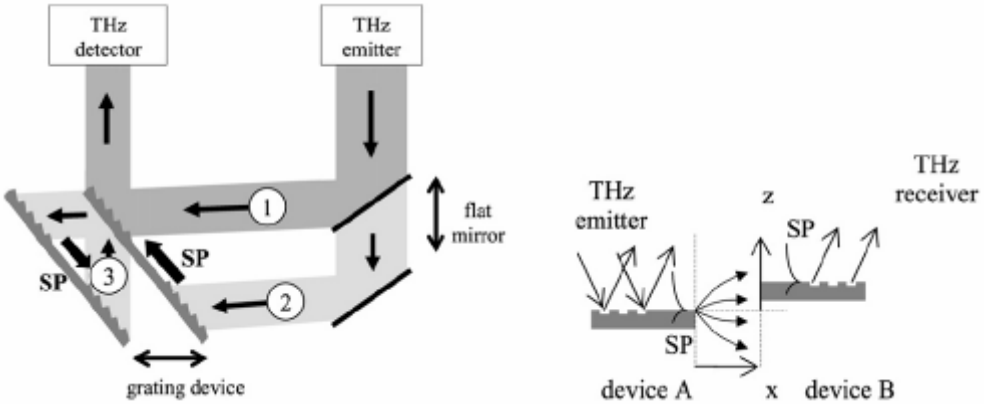



***Рис. 2.*** *а) схема для измерения возбуждения плазмона (1) и его распространения вперёд (2) и назад (3), б) схема преодоления плазмоном разрыва поверхности*

Изучено неколлинеарное возбуждение и взаимодействие плазмонов на периодически гофрированной поверхности, обнаружено расщепление

дисперсионных кривых ПП при брэговском отражении, значительно более слабое. Чем в видимом диапазоне частот[4].

Приводятся примеры элементов плазмонной оптики: зеркала и линзы (Рис 3.). Брэговская решётка работает как зеркало, а решётка с эллиптической формой штрихов образует поверхностную линзу[5]. Исследуется прохождения ПП через разрыв в металлической поверхности, через ступеньку на поверхности (Рис. 2 б)), отражение от линейного препятствия.

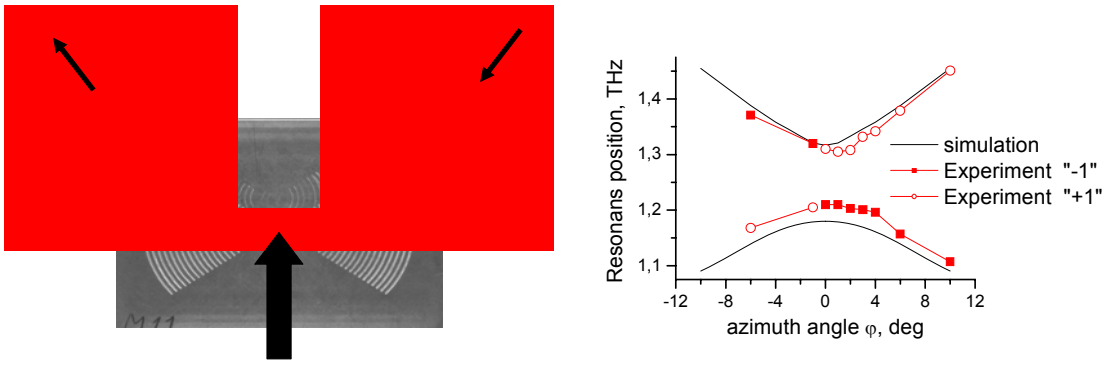



***Рис. 3.*** *а) Плазмонная линза на основе эллиптической решётки, б) Зона отражения плазмонного зеркала*

Численное моделирование (основанное на векторном решении уравнений Максвелла) качественно описывает полученные экспериментальные данные и позволяет уточнить или предсказать детали недоступные в эксперименте. Очень информативным для эксперимента оказался метод регистрации излучения плазмона после его распространения по поверхности, при его дифракции на удалённой решётке (Рис. 2 а)).

Кроме того, используется другая возможность локализовывать поле ТГц импульса на поверхности – полное внутренне отражение в (кремниевой или тефлоновой) призме. Данный способ перспективен не только для возбуждения плазмонов и измерения тонких плёнок, но и для спектроскопии отражения сильно поглощающих веществ, в частности водных растворов биологических молекул, тканей.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ, грант 09-02-12198-офи_м

1. M. Nazarov, F. Garet, D. Armand, A. Shkurinov J.-L. Coutaz, Comptes Rendus Physique, 9, 232-247 (2008)
2. M. Nazarov, J.-L. Coutaz, A. Shkurinov, F. Garet, Optics Communications, 277, 33–39, (2007).
3. L.S. Mukina, M.M. Nazarov and A.P. Shkurinov, Surface Science, 600, 4771-477 (2006)
4. А.В.Андреев, М.М.Назаров, И.Р.Прудников, А.П.Шкуринов, Письма в ЖЭТФ, 90, 195-198, (2009)
5. G. Gaborit,_ D. Armand,J.-L. Coutaz,M.Nazarov, A.Shkurinov, Appl. Phys. Lett., 94, 231108-3. (2009)

# ВЛИЯНИЕ ОПОРНОГО ИСТОЧНИКА НА ВОССТАНОВЛЕНИЕ В МЕТОДЕ ИМПУЛЬСНОЙ ТГЦ ГОЛОГРАФИИ

Городецкий А.А., Беспалов В.Г.
Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

В работе приводится описание предлагаемого метода усовершенствования процесса восстановления голограмм, полученных с помощью импульсного терагерцового излучения. Показано, что добавление виртуального опорного источника позволяет снизить влияние шумов на качество восстановления.

Терагерцовая (ТГц) область частот (100 ГГц - 10 ТГц) представляет собой довольно значительную часть спектра электромагнитных излучений, находящуюся между микроволновой радиочастотной и инфракрасной областью [1]. ТГц диапазон охватывает актуальную область колебательных, вращательных и трансляционных линий широкого класса органических и биологических молекул [2]. Беспрепятственное проникновение сквозь дымы и туманы, одежду, бумагу, дерево, пластмассу, керамику и другие материалы открывает широкие возможности для ТГц технологий с высоким пространственным и спектрально-временным разрешением, высоким отношением сигнал/шум, вследствие малости рэлеевского рассеяния излучения в этом диапазоне.

В математической модели [3,4] ТГц голографии широкополосный спектр ТГц излучения разбивается на Фурье-компоненты, для каждой из которых рассчитывается интерференционная картина дифрагирующего на объекте излучения.

$$U(\xi,\eta,\omega)=\iint_A h(\xi,\eta,x,y,\omega)U(x,y,\omega)dxdy \qquad (1)$$

- поле в плоскости регистрации голограммы, для каждой частоты, где $U(x,y,\omega)$ - поле на объекте, $U(\xi,\eta,\omega)$ - поле в плоскости регистрации, а

$$h(\xi,\eta,x,y,\omega)=\frac{\omega}{i2\pi c}\frac{\exp\left(-i\frac{\omega}{c}r(\xi,\eta,x,y)\right)}{r(\xi,\eta,x,y)} \qquad (2)$$

передаточная функция.

Так как при регистрации импульсного ТГц излучения возможно получить зависимость амплитуды ТГц излучения от времени, а следовательно и комплексный спектр излучения в каждой точке плоскости регистрации, восстановление объекта может быть проведено двумя методами: обращением волнового фронта ТГц излучения

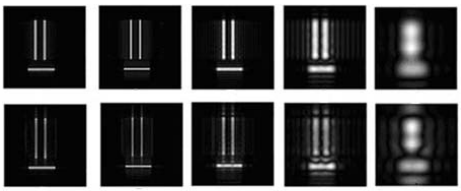
$$U(x,y,\omega)=\iint_{A'} h(x,y,\xi,\eta,\omega)U^*(\xi,\eta,\omega)d\xi d\eta, \qquad (3)$$

где $U^*(\xi,\eta,\omega)$ - комплексно-сопряженное к зарегистрированной компоненте фурье-спектра;

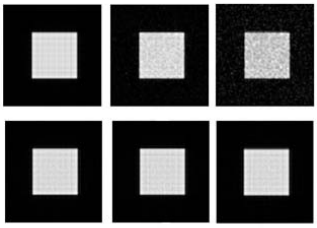
и с помощью добавления виртуального опорного источника и восстановления по совокупной интерференционной картине

$$U(x,y,\omega)=\iint_{A'} h(x,y,\xi,\eta,\omega)h^*(x_{ref},y_{ref},\xi,\eta,\omega)|U(\xi,\eta,\omega)|d\xi d\eta \qquad (4)$$

С помощью разработанного программного обеспечения, реализующего приведенную выше математическую модель проведены численные эксперименты и получена сравнительная оценка разрешения методов (рис 1,а) и влияния вносимого при измерениях шума на восстановление (рис 1,б).



а



б

**Рис.1.** Разрешение методов восстановления голограмм, полученных с помощью импульсного ТГц излучения (а) падение разрешения при изменении выбираемой длины волны в методе ОВФ (вверху) и методе с использованием виртуального опорного источника (внизу) и влияние внесения шума на картину восстановления (б) в методе ОВФ (вверху) и методе с использованием виртуального опорного источника (внизу).

Из рис. 1 видно, что добавление виртуального опорного источника практически не влияет на разрешающую способность восстановления, но позволяет значительно снизить влияние вносимых в регистрируемую картину шумов.


1. Lee, Yun-Shik. *Principles of terahertz science and technology*. Springer Science+Business Media, LLC, XII. 340 P. 298 illus., Hardcover ISBN: 978-0-387-09539-4 (2009).
2. Pickwell E., Wallace V. P., *J. Phys. D: Appl. Phys.* **V.39.** R301–R310 (2006).
3. Беспалов В.Г., Городецкий А.А. , *Оптический журнал*, **74** , 11, 745-749 (2007)
4. Victor G. Bespalov and Andrei A. Gorodetsky, *JoHaS,* **5**, 1–5 (2008)


# ИЗМЕРЕНИЕ ИНТЕГРАЛЬНОГО КОЭФФИЦИЕНТА ПОГЛОЩЕНИЯ РАЗЛИЧНЫХ ВЕЩЕСТВ В ДИАПАЗОНЕ 0,1-1,5 ТГЦ


Новоселов Е.В., Городецкий А.А., Грачев Я.В., Крылов В.Н., Макаров Е.А., Беспалов В.Г.

Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

В работе представлена экспериментальная модель терагерцового фотометра, предназначенного для измерения интегрального поглощения различных веществ. Приведены экспериментальные результаты по измерению поглощения таких объектов как различные виды бумаги, картоны, и дерево.

Излучение терагерцового (ТГц) диапазона имеет уникальные характеристики: многие вещества являются прозрачными для данного излучения, а за счет малой энергии фотона, оно не является ионизирующим. Благодаря этим свойствам данный вид излучения идеально подходит для неразрушающей диагностики, что необходимо, например, при контроле содержимого багажа в аэропортах, обнаружении прослушивающего оборудования, либо тайников в помещениях, а так же в медицине для исследования тканей человека [1]. В тоже время ТГц диапазон охватывает актуальную область колебательных, вращательных и трансляционных линий широкого класса органических и биологических молекул, что важно для целей спектроскопии и диагностики материалов.

Экспериментальная схема ТГц фотометра представлена на рис. 1. В качестве источника накачки использовался фемтосекундный Yb:KYW лазер Solar FL-1 (длина волны 1040 нм, длительность импульса 150 фс, частота следования 80 МГц, средняя мощность 1,2 Вт). Излучение лазера попадало на полупроводниковый кристалл InAs, помещенный в центр магнитной системы с постоянным магнитным полем величиной 1,8 Т, где путём возбуждения фотоносителей и происходила генерация ТГц излучения. Форма спектра ТГц излучения (рис.2), измеренная импульсным ТГц спектрографом, была близка к колоколообразной с центром вблизи 0,3 ТГц и шириной от 0,1 до 1,5 ТГц по уровню 0,01. ТГц излучение коллимировалось параболическими зеркалами с главным фокусом 120 мм и апертурой 90 мм, после чего освещало объект, помещенный за фильтром во избежание попадания на него мощного инфракрасного излучения. Далее ТГц излучение собиралось вторым параболическим зеркалом и передавалось на приемник. Измерение средней мощности генерируемого ТГц излучения проводилось неселективным опто-акустическим приемником с внутренними фильтрами, пропускающими электромагнитное излучение в диапазоне 50 мкм - 600 мкм, с погрешностью измерений 1 нВт. Средняя мощность получаемого ТГц излучения равнялась 12 мкВт, что позволяло измерять поглощение вплоть до $10^{-4}$ (D ~ 4).

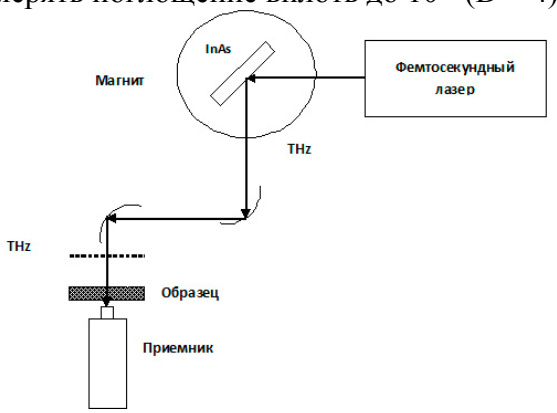



Рис.1. Экспериментальная схема ТГц фотометра.

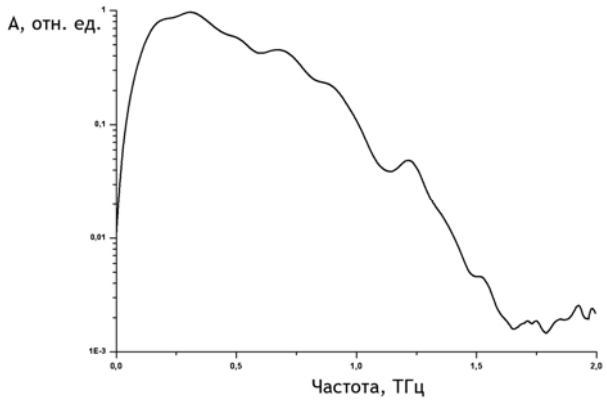



Рис. 2. Спектр ТГц излучения.

В табл. 1 представлены экспериментальные результаты измерения интегрального поглощения различных материалов в данной области спектра.

Табл.**1**.

| **Объект** | | |
|---|---|---|
| Книжные листы (10 шт) | 42 | 0,38 |
| Книжные листы (20 шт) | 25 | 0,03 |
| Книжные листы (40 шт) | 12,5 | 0,023 |
| Бумага для принтера (5 шт) | 58 | 0,047 |
| Бумага для принтера (10 шт) | 32 | 0,049 |
| Сухое дерево (18 мм) | 8,5 | 0,06 |
| Перфокарты (5 шт) | 40 | 0,08 |
| Перфокарты (10 шт) | 27 | 0,064 |
| Перфокарты (20 шт) | 13,5 | 0,043 |
| Картон упаковочный (1 шт) | 45 | 0,116 |
| Картон упаковочный (2 шт) | 26,5 | 0,096 |

Анализ данных показал, что при увеличении толщины однородного материала, например листов бумаги, измеренное поглощение соответствует закону Бугера:
$T = I_{прош}/I_0 = 10^{-kL}$,
где k – показатель поглощения, L – длина среды.

Приведенные зависимости интегрального пропускания от толщины и типа материала показывают, что большая часть упаковочных материалов: бумага, картон, прозрачны для ТГц излучения даже на большой толщине (много слоев), что и делает данный метод пригодным, в частности, для контроля грузов и багажа. А уменьшение показателя поглощения с ростом числа листов связано с потерями на отражение на границах среды воздух-бумага и бумага воздух.

Планируется дальнейшая модернизация установки. Экспериментально известно, что мощность ТГц излучения квадратично зависит как от мощности используемого лазера, так и от величины индукции магнита. Для повышения эффективности генерации ТГц излучения планируется использования магнитной системы с величиной магнитной индукции в 2,2-2,5 Т.

1. *D. Dragoman, M. Dragoman* // Progress in Quantum Electronics. 28, p. 1 (2004)

2. *A.J. Fitzgerald, E. Berry, N.N. Zinovev, G.C. Walker, M.A. Smith, J.M. Chamberlain* // Phys. Med. Biol. 47. p. 67 (2002)

# ВЛИЯНИЕ ИМПУЛЬСНОГО ШИРОКОПОЛОСНОГО ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ДИАПАЗОНА ОТ 0,1 ДО 2 ТГЦ НА ОТДЕЛЬНЫЕ БИОЛОГИЧЕСКИЕ ТКАНИ

Грачев Я.В., Смолянская О.А.
Санкт-Петербургский государственный университет информационных
технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

В данной работе были измерены спектры поглощения образцов биологических тканей: свежая и сухая кровь человека, ноготь человека, кожа индейки, растительное масло, при облучении образцов излучением диапазона $0{,}1 \div 2$ ТГц. Проанализировано изменение спектра крови в зависимости от содержания воды. Проведен сравнительный анализ спектров кожи и ногтя. У всех образцов имеются свои характерные линии поглощения в указанном диапазоне.

На сегодняшний день существует множество технологий измерения, диагностики и томографии биотканей, таких как[1-2]: УЗ томография, магнито-резонансная томография и методы, использующие излучение видимого и инфракрасного диапазонов, включая оптическую когерентную томографию. Терагерцовый (ТГц) мониторинг является перспективной, активно развивающейся технологией в данной области[1-2]. Прибор ТГц мониторинга будет компактным, бесконтактным, охватывающим большой спектр заболеваний, безопасным для организма человека, с высоким разрешением, обеспечивающим полный спектроскопический анализ.

При исследовании кожных заболеваний, таких как экзема, дерматит, рак и т. д. в ТГц диапазоне возможно отличать с большой точностью здоровые участки тканей от поврежденных[3-4]. В поврежденных клетках содержание воды отличается от здоровых тканей (рис. 1). Таким образом, возможно проведение ТГц мониторинга степени гидратации кожи. Травмы кожных покровов (раны, ожоги) и динамика их лечения также могут наблюдаться при помощи ТГц мониторинга[3-4].

Внедрение ТГц мониторинга в стоматологию позволит проводить безопасные профилактические осмотры, что не возможно с помощью других методов исследований. В работе[5] была продемонстрирована возможность ТГц томографии зубных тканей. Изменение содержания воды, минерального состава, кариес эмали на ранней стадии развития возможно определять с помощью ТГц мониторинга.

Наиболее распространенным заболеванием кровеносных сосудов является атеросклероз. Атеросклеротическая бляшка представляет собой жировые отложения, благодаря гидрофобности жиров она обладает меньшим содержанием воды (рис. 1) и меньшим поглощением в ТГц диапазоне, чем кровь. Это позволит в дальнейшем диагностировать заболевание на ранней стадии и контролировать эффективность лечения[6].

Широкополосное ТГц излучение делает возможным спектральный анализ ткани, что позволит исследовать усвоение и эффективность применения лекарственных средств.

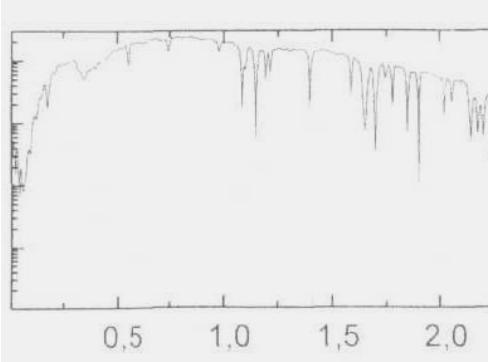



**Рис. 1.** Спектр поглощения воды в диапазоне 0,1 ÷ 2 ТГц

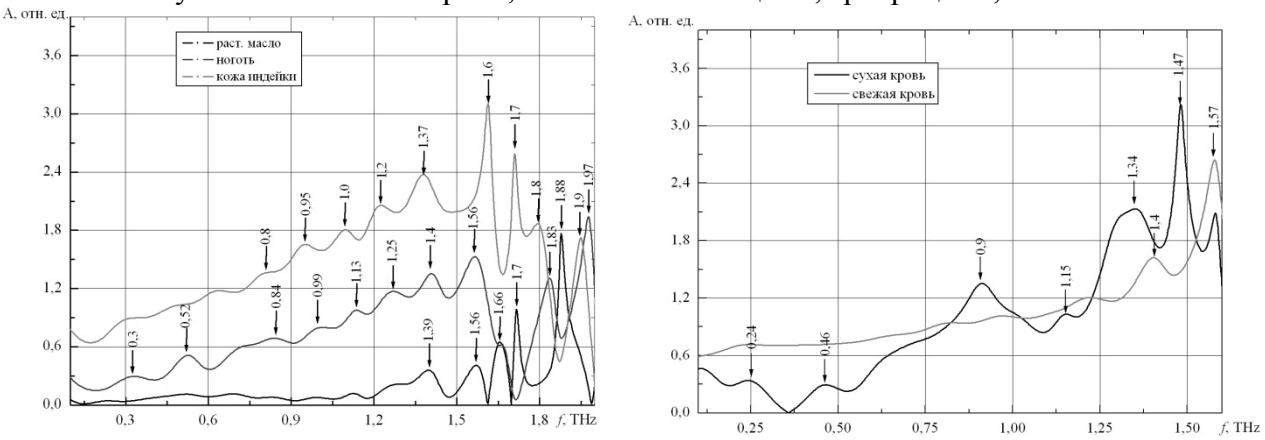
В настоящей работе использована экспериментальная установка, генерирующая широкополосное ТГц импульсное излучение фотопроводящей антенной (нелегированный кристалл InAs) при облучении её фемтосекундными импульсами лазера FL-1 с активной средой Yb:KYW (Femos, Россия; $\lambda = 800$ нм, tимп = 45 фс, $f = 80$ МГц, P = 50 мВт). ТГц излучение характеризовалось следующими параметрами: спектральный диапазон 0,05 ÷ 1,3 ТГц, средняя мощность 150 нВт, частота следования импульсов 80 МГц, мощность импульса 750 мкВт, длительность импульса 2,5 пс. Основная мощность распределена по девяти пикам на частотах от 0,12 до 1 ТГц. Детальное описание установки дано в работе7.

Производился забор крови из пальца здорового мужчины (21 год). Взятую кровь переносили из шприца на полимерную пленку . Т.о., исследовался тонкий слой крови с диаметром 15 мм. Измерение одного образца крови проводилось в два этапа: 1) через 1 ч.13 мин. («свежая кровь») после забора и 2) через 1 ч. 44 мин. после забора («высохшая кровь»). Также исследовался образец ногтя размером 10 × 8 мм, толщиной – 0,25 мм. Измерение ногтя проводилось через 4 дня после биопсии. Образец кожи получался снятием с поверхности замороженной индейки тонкого слоя толщиной около 0,5 мм. Измерение проводилось через 4 ч. 20 мин. после срезания. Для исследования растительного масла использовалась полимерная кювета с рабочей длиной около 0,5 мм.

Экспериментальные зависимости поглощения растительного масла, ногтевой ткани и кожи от частоты излучения в диапазоне 0,1 ÷ 2 ТГц показаны на рис. 2 а. Для всех образцов наблюдалось увеличение поглощения с ростом частоты в диапазоне 0,1 ÷ 1,5 ТГц. У растительного масла в области 1,39 ÷ 1,88 ТГц расположено пять линий поглощения. Максимальное поглощение составляет 1,8 отн. ед. на частоте 1,88 ТГц. У образца ногтя имеется десять линий поглощения в области 0,3 ÷ 1,97 ТГц, максимальное поглощение – 2 отн. ед. на частоте 1,97 ТГц. Образец кожи индейки имеет девять линии поглощения в диапазоне 0,8 ÷ 1,9 ТГц, максимальное поглощение – 3,1 отн. ед. на частоте 1,6 ТГц. Во всем диапазоне 0,1 ÷ 1,5 ТГц поглощение образца ногтя больше чем у растительного масла в четыре раза, в свою очередь, поглощение кожи индейки в два раза больше, чем у образца

ногтя. Наблюдаемый эффект, возможно, объясняется гидрофобностью жиров, приводящей к меньшему содержанию воды в растительном масле, чем в образце кожи, что приводит к меньшему поглощению в диапазоне 0,1 ÷ 2 ТГц. Содержание воды в ногте меньше, чем в кожных покровах, что тоже приводит к меньшему поглощению ногтя в данном диапазоне. Графики поглощения ногтя человека и кожи индейки имеют подобный друг другу вид, с несколько смещенными по частоте пиками поглощения. Такая особенность может быть вызвана общими элементами химического состава указанных образцов.

Спектры поглощения «свежей» и «высохшей крови» отличаются, в «высохшей крови» появились ярко выраженные пики (см. рис. 2 б). В диапазонах 0,1 ÷ 0,8 и 1 ÷ 1,25 ТГц поглощение «свежей крови» выше поглощения «высохшей крови». Поглощение «свежей» крови увеличилось от 0,6 до 2,7 отн. ед., с пиками на 1,4 и 1,57 ТГц. Поглощение «высохшей крови» увеличилось от 0,6 до 3,3 отн. ед., с пиками на частотах 0,24, 0,46, 0,9, 1,15, 1,34 и 1,47 ТГц. Сглаженность линии поглощения «свежей крови» вызвана тем, что в данном образце содержится вода, которая поглощает излучение в диапазоне 0,1 ÷ 2 ТГц. В образце «высохшей крови» вклад воды в спектр значительно меньше. Поэтому видны резкие пики, которые соответствуют компонентам крови, таким как лейкоциты, эритроциты, гемоглобин.




(а) (б)

**Рис. 2.** Экспериментальные зависимости поглощения биотканей от диапазона ТГц излучения. Здесь: а – для растительного масла, ногтевой ткани и кожи; б – для свежей и сухой крови.

В работе экспериментально показано, что образцы биологических тканей крови, кожи, ногтевой ткани и липидов отличаются спектральным составом в диапазоне 0,1 ÷ 2 ТГц. Также они отличаются содержанием в них воды. Из указанных образцов лучшим пропусканием обладает растительное масло.


1. Назаров М.М., Шкуринов А.П., Кулешов Е.А., Тучин В.В.. Квант. электроника, **38** (7), 647-654, 2008.
2. Fitzgerald A.J., Berry E., Zinovev N.N., Walker G.C., Smith M.A. Chamberlain J.M., Phys. Med. Biol., **47**, R67–R84, 2002.
3. Mittleman D.M., Hunsche S., Boivin L., Nuss M.C., Opt. Lett., **22**, 904–6, 1997.
4. Szayna M., Kuhn W., J. Eur. Acad. Dermatol. Venereol., **11**, 122–8, 1998.
5. Pickwell E., Wallace V.P., J. Phys. D: Appl. Phys., **39**, R301–R310, 2006.
6. Foster F.S., Pavlin C.J., Harasiewicz K.A., Christopher D.A., Turnbull D.H., Ultrasound Med. Biol., **26**, 1–27, 2000.

7. Bespalov V.G., Gorodetskiĭ A.A., Denisyuk I.Yu., Kozlov S.A., Krylov V.N., Lukomskiĭ G.V., Petrov N.V., Putilin S.É., Journal of Optical Technology, Vol. **75**, Issue 10, pp. 636-642, 2008.

# ПРИМЕНЕНИЕ ТЕРАГЕРЦОВОЙ СПЕКТРОСКОПИИ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ БИОЛОГИЧЕСКИХ МОЛЕКУЛ

Черкасова О.П.[**], Назаров М.М.[*], Манькова А.М.[*], Федулова Е.А.[*], Шкуринов А.П.[*]

[**]Институт лазерной физики СО РАН, Новосибирск, Россия

[*]Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

Исследованы спектры поглощения и преломления триптофана, белков, ДНК и кортикостероидных гормонов в диапазоне частот 0,1-3,5 ТГц. Спектроскопию водных растворов белков и нуклеиновых кислот проводили в условиях полного внутреннего отражения. В спектрах поглощения триптофана и стероидных гормонов выявлены характеристические линии поглощения.

В диапазоне частот 0,1…10 ТГц лежат собственные частоты колебательно-вращательных переходов биологических молекул и частоты межмолекулярных взаимодействий. Колебательные моды в биологических молекулах чувствительны к конформации молекул, на них воздействует гидратация, окисление, связывание с лигандами. Понимание динамики образования пространственных структур биополимеров, вклад различных нековалентных взаимодействий на функционирование биомолекул, уточнение параметров при теоретическом моделировании можно определить с помощью методов колебательной спектроскопии в терагерцовом диапазоне. Данный вид спектроскопии имеет ряд преимуществ: возможность анализа широкого спектра частот за одно измерение, разрешение по времени, из одного измерения можно определить комплексную диэлектрическую функцию, полностью характеризующую исследуемое вещество. Интерес представляет исследование биомолекул в растворах, так как именно в растворах происходит реализация их биологических функций.

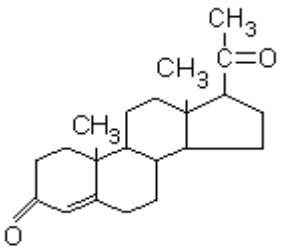
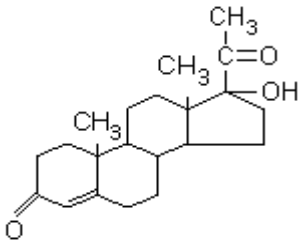
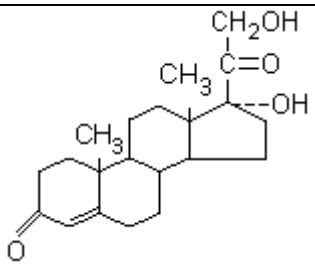
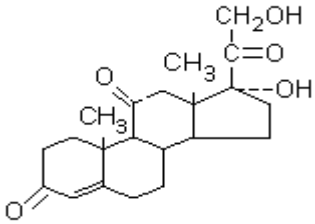
Цель работы заключалась в исследовании ряда биологических молекул с помощью импульсного терагерцового спектрометра в диапазоне частот 0,1-3,5 ТГц.

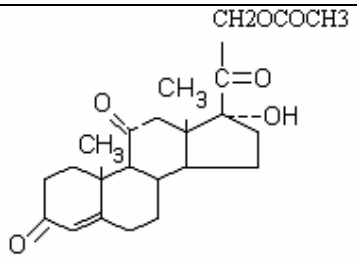
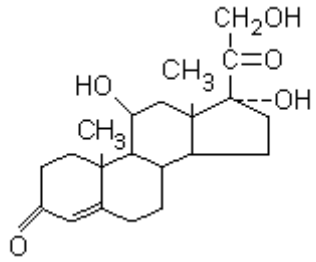
В работе использовали аминокислоту триптофан, белки трипсин и бычий сывороточный альбумин (БСА), ДНК из тимуса теленка, кортикостероидные гормоны. Для исследования поглощения сухих препаратов были приготовлены таблетки из указанных веществ. При исследовании водных растворов сухие препараты БСА и ДНК растворяли в бидистиллированной воде. Молярная концентрация растворов составила 15 мкМ для БСА и 83 нМ для ДНК. Спектроскопию водных растворов проводили в условиях полного внутреннего отражения (ПВО), используя призму Довэ из кремния. Кроме простоты измерения опорного сигнала метод ПВО имеет еще одно преимущество перед обычным отражением – амплитуда коэффициента отражения близка к единице. Схема терагерцового импульсного спектрометра подробно описана в работе[1].

Было получено, что в спектрах трипсина, альбумина и ДНК поглощение увеличивается с частотой. Характерных полос поглощения в спектре не наблюдается. Показатель преломления также не имеет каких-либо выраженных особенностей. Форма спектров для БСА и ДНК совпадает с данными литературы[2]. Спектр поглощения трипсина в этом диапазоне ранее исследован не был. В спектре триптофана отмечаются несколько характерных полос поглощения при 1.45, 1.79, 2.22, 3.07 и 3.67 ТГц. Первые две полосы совпадают с данными литературы[3] и отвечают за торсионные колебания боковой цепи и за колебания кольца молекулы. В указанной работе диапазон частот ограничивался 2.5 ТГц.

Спектры отражения водных растворов ДНК и БСА отличаются от спектра воды. Наибольшие отличия в амплитуде коэффициента отражения наблюдаются в области 0.2-0.4 ТГц. В целом, форма спектра БСА повторяет форму спектра воды. В спектре ДНК амплитуда выше, чем в спектре воды. На 1.75 ТГц наблюдается широкий максимум, которого нет в спектрах воды и БСА. Полученные спектры позволяют выявить особенности взаимодействия молекул ДНК и БСА с водой.

В полученных ТГц спектрах поглощения кортикостероидных гормонов наблюдается несколько характеристических линий. Частота и интенсивность линий приведены в таблице.

| Вещество | Формула | Частота , ТГц | α (см$^{-1}$) |
|---|---|---|---|
| 1. Прогестерон |  | 1.26<br>1.48<br>2.03<br>2.11<br>2.25 | 26.9<br>27.14<br>33.05<br>34.24<br>39.18 |
| 2. 17-α-оксипрогестерон |  | 1.59<br>1.99 | 51.62<br>49.45 |
| 3. 11-дезоксикортизол |  | 0.3<br>1.25<br>1.57<br>2.28 | 8.0<br>20.62<br>37.8<br>74.3 |
| 4. Кортизон |  | 0.53<br>1.98<br>2.37<br>2.69 | 6.8<br>83.42<br>83.03<br>60.72 |

| | | | |
|---|---|---|---|
| 5. Ацетат кортизона |   | 1.07<br>1.57<br>2.50 | 15.48<br>36.02<br>63.0 |
| 6. Кортизол |   | 0.26<br>1.23<br>2.64 | 10.74<br>11.54<br>57.94 |

Таким образом, показана возможность исследования биологических молекул с помощью импульсного терагерцового спектрометра в диапазоне частот 0,1-3,5 ТГц. Молекулы белков и ДНК имеют значительное поглощение, возрастающее с частотой. Спектры водных растворов ДНК и БСА отличаются от спектра воды. Возможность исследования водных растворов открывает перспективы изучения динамики взаимодействия и поведения биополимеров в природных условиях. ТГц спектры поглощения триптофана и кортикостероидных гормонов имеют несколько характеристических линий. Положение и интенсивность линий в спектрах поглощения стероидов зависит от наличия заместителей в структуре исследованных молекул.


1. М.М. Назаров, А.П.Шкуринов, Е.А. Кулешов, В.В. Тучин М.М., *Квантовая электроника,* **38,** № 7, 647-654, (2008).
2. Markelz A. G., Roitberg A., Heilweil E. J., *Chem. Phys. Lett,* **320,** 42, (2000).
3. Laman N., Harsha S.S., Grischkowsky D., Melinger J.S., *Biophys.J.,* **94,** 1010, (2008)


# СЕМИНАР «ОПТИЧЕСКИЕ МЕТАМАТЕРИАЛЫ, ФОТОННЫЕ КРИСТАЛЛЫ И НАНОСТРУКТУРЫ»

## ОПТИЧЕСКИЙ МЕТОД НАБЛЮДЕНИЯ МАГНИТО-ХИМИЧЕСКИХ ЭФФЕКТОВ НА ПОВЕРХНОСТИ ТОНКИХ ФЕРРОМАГНИТНЫХ ПЛЕНОК


Агапонова А.В., Рыжиков И.А., Пухов А.А., Седова М.В., Быков И.В., Маклаков С.А., Шалыгина Е.Е.*

Институт теоретической и прикладной электродинамики РАН, Москва, Россия

*Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова,
Химический факультет, Москва, Россия

Предложен метод визуализации доменной структуры магнитных пленок Fe-FeN и многослойных структур на их основе с помощью их окисления и последующего фотографирования поверхности через оптический микроскоп. Исследуемые образцы отличались количеством слоёв и распределением в них внутренних магнитных моментов. Обнаружено влияние кислых сред и внешних магнитных полей на структуру образовавшегося на поверхности окисла. Экспериментально установлено, что картина выявленных доменов зависит как от состава кислой среды, так и времени экспозиции в ней.

Предполагаемый метод основан на окислении поверхности пленки железа в специально подобранной кислой среде. При этом на поверхности образца проявляется цветной рисунок, соответствующий структуре границ доменов. При обработке плёнок железа в уксусной кислоте можно выделить следующие процессы, происходящие на поверхности плёнки:

1. Образование оксидов, которые нарастают в местах выхода полей рассеяния, образуя рельеф. Распределение цветов побежалости, на поверхности плёнок, зависит как от распределения окисла по толщине, так и от степени окисления железа, что видно в оптический микроскоп.
2. Вытравливание поверхности плёнки с образование водорастворимых оксалатов железа.

В работе атомно-силовая и магнито-силовая микроскопия использовались в качестве дополнительного метода исследования, для получения информации об особенностях рельефа поверхности, наблюдаемых в оптический микроскоп после травления пленок. Данные атомно-силовой микроскопии указывают на то, что, наблюдаемые в оптический микроскоп проявившиеся после химической обработки образования на поверхности пленок железа, представляют собой рельефные объекты. Высота выступающих объектов на поверхности окисленной пленки оценивалась по АСМ-изображениям рельефа и составила ~ 250 ÷ 300 нм.

Исследование участков этих объектов с помощью магнито-силовой микроскопии показывает совпадение магнитного и пространственного изображения.

В настоящей работе впервые представлен метод исследования магнитных структур поверхности в тонких пленках, обладающий уникальным пространственным разрешением и чувствительностью.

## КЛАССИФИКАЦИЯ ВОЛН В ОДНОМЕРНЫХ МЕТАЛИЗИРОВАННЫХ ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛАХ

Нечепуренко И.А., Дорофеенко А.В., Виноградов А.П
ИТПЭ РАН, Москва, Россия

Проводится классификация волн в одномерных фотонных кристаллах по типу зонной структуры.

Рассматриваются одномерные фотонные кристаллы, ячейка которых состоит из слоя металла и слоя диэлектрика. Даже в случае, когда в обоих слоях волна

неоднородная, в таких кристаллах могут существовать разрешенные зоны, возникающие из-за плазмонного резонанса на границах металл/диэлектрик [1]. В данной работе проводится классификация таких зон.

Когда параллельная слоям проекция волнового числа $k_t$ и частота $k_0 = \omega / c$ малы, система ведет себя как однородный одноосный кристалл с $\varepsilon = \langle \varepsilon \rangle$ параллельно слоям и $\varepsilon = \langle \varepsilon^{-1} \rangle^{-1}$ перпендикулярно слоям.

При большой величине $k_t$ блоховская волна является суммой слабовзаимодействующих плазмонов на отдельных границах, которые существуют лишь при условии $\varepsilon_1 + \varepsilon_2 < 0$ на диэлектрические проницаемости слоев. Таким образом, при $\varepsilon_1 + \varepsilon_2 > 0$ разрешенные зоны могут формироваться лишь в ограниченной области на плоскости $\{k_0, k_t\}$ (это относится к случаю, когда волна является неоднородной во всех слоях кристалла).

В результате получаем три параметра ($\langle \varepsilon \rangle$, $\langle \varepsilon^{-1} \rangle^{-1}$, $\varepsilon_1 + \varepsilon_2$), знаки которых определяют тип зонной структуры. Получаем восемь комбинаций, из которых две невозможно, таким образом, типов зонной структуры всего 6.

Таким образом, волны в металлизированных фотонных кристаллах гораздо более разнообразны, чем при наличии лишь диэлектрических слоев. Необычный вид изочастотных кривых позволяет получать отрицательное преломление, фокусировку и расщепление луча, если включить металлические слои в фотонный кристалл.

1. А.П. Виноградов, А.В. Дорофеенко. *Радиотехника и электроника* **50**, № 10, 1246-1251 (2005)

## ВТОРОЙ ЗАКОН ТЕРМОДИНАМИКИ, ДЕМОНЫ МАКСВЕЛЛА, ФОТОННО-КРИСТАЛЛИЧЕСКИЕ ВОЛОКНА И ОПТИМАЛЬНЫЕ ВОЛНОВОДНЫЕ МОДЫ В БИОФОТОНИКЕ

Доронина Л.В.,*Федотов И.В., *Ивашкина О.И., ** Зоц М.А., **Анохин К.В., **Михайлова Ю.М., *Ланин А.А., *Федотов А.Б., *Шнайдер М.Н., ***Майлс Р.Б., ***Соколов А.В., ****Скалли М.О., ***,**** и Желтиков А.М. *

* Физический факультет, Международный лазурный центр, Московский Государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

** Институт нормальной физиологии им.П.К. Анохина, Российской Академии Медицинских Наук, Москва, Россия

*** Факультет Механики и Аэрокосмической Инженерии, Принстон, Нью-Йорк, США

**** Институт Квантовых Исследований, Физический Факультет, Техасский A&M Университет, Техас, США

Ключевыми компонентами оптических биосенсоров и устройств визуализации становятся оптические зонды, служащие для захвата оптического отклика биологических систем и доставки оптического сигнала на детектор. Работе in vivo обычно накладывает особые требования на волоконные компоненты, в отношении их гибкости, компактности и возможности объединять многочисленные функции, такие как оптимальная геометрия для локального возбуждения биомолекул, собирание оптического отклика и доставка сигналов с минимальными потерями. Основываясь на преимуществах волоконных технологий и отвечая потребностям биофотоники, были развиты[1] некоторые привлекательные и элегантные волоконные методы.

Здесь мы обсуждаем характерные стратегии оптимизации биофотонных волоконных компонент, основываясь на общих принципах термодинамики, и показываем, как эти стратегии могут помочь в развитии многообещающих волоконных методов для биовизуализации и биосенсорики. Второй закон термодинамики диктует несколько важных правил разработки биофотонных волоконных компонент. В силу неубывания энтропии, число фотонов в пространственной моде не может быть увеличено никакой пассивной оптической системой, что означает фундаментальные ограничения на эффективность связи некогерентного флуоресцентного отклика биомолекул с волноводными модами волокна. Однако, когерентные нелинейно-оптический процессы могут вынуждать биомолекулы отвечать когерентно на возбуждающее лазерное поле, как если бы Демон Максвелла[3,4] следовал бы за каждым отдельным фотоном, испускаемым молекулой, преобразовывая их все в одну пространственную моду, таким образом уменьшая беспорядок (энтропию) в системе. В таком режиме отклик биомолекул может быть собран в волноводную моду с гораздо большей эффективностью.

В качестве практического приложения выше очерченной методики мы представляем эксперименты, где фотонно-кристаллические волокна (ФКВ)[5] использованы как платформа для создания новых биосенсоров и визуализирующих приборов. Мы анализируем создание ФКВ зондов (Рис. 1а) предназначенных для захвата флуоресцентного отклика и проектирование ФКВ компонент для работы в режиме когерентного нелинейно-оптического взаимодействия. В качестве характерной модели мы представляем волоконный метод визуализации активности нейронов головного мозга (Рис. 1б). Солитонный режим нелинейно-оптического сдвига частоты в ФКВ помогает избежать бисперсионного расплывания импульсов, поддерживая высокий уровень интенсивности, необходимый для эффективного возбуждения двухфотонной люминесценции (ДФЛ). Одновременно, благодаря эффекту комбинационного рассеяния происходит сдвиг частоты солитона таким образом, что длина волны солитона на выходе из ФКВ может быть точно подобрана к спектру двухфотонного поглощения молекул красителя для максимального усиления отклика ДФЛ. Для демонстрации увеличения отклика ДФЛ красителей Alexa Fluor®, которые широко используются как маркеры отдельных клеток или биологической ткани в клеточной биологии и флуоресцентной микроскопии, в наших экспериментах использовался целый ряд высоконелинейных ФКВ с аномальной дисперсией. Мы также показываем, что только несколько нанолитров молекул, заполняющих дырки в специально сконструированном фотонно-кристаллическом волокне, возбуждаемых двухфотонным поглощением, обеспечивают волноводный ДФЛ сигнал на несколько порядков больший, чем

максимальный ДФЛ сигнал, полученный от клеток этого же красителя, возбужденного и собранного этим же волокном.

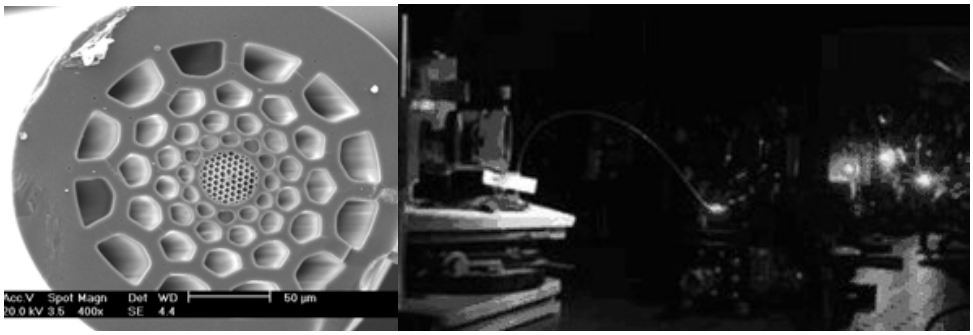



**Рис. 1.** (а) ФКВ с двойной оболочкой, предназначенное для доставки возбуждающего сигнала через внутреннюю сердцевину малого диаметра и захвата оптического отклика высокоапертурной внутренней частью микроструктурированной оболочки (б) визуализация мозга с помощью оптического волокна


1. B.A. Flusberg, E.D. Cocker, W. Piyawattanametha, J.C. Jung, E.L.M. Cheung, M.J. Schnitzer, *Nature Methods* 2, 941 (2005).
2. E. Yablonovitch, *J. Opt. Soc. Am*. 70, 1362 (1980).
3. J.C. Maxwell, Theory of heat (1871); reprinted (New York, Dover, 2001). In the original Maxwell's work[3], this demon is "a being whose faculties are so sharpened that he can follow every molecule in its course" and "allow only the swifter molecules to pass" from a vessel A (with a lower temperature) to a vessel B (with a higher temperature) and only slower molecules to pass from B to A, "raising, without expenditure of work, the temperature of B and lower that of A, in contradiction to the second law of thermodynamics."
5. P.St.J. Russell, *Science* 299, 358 (2003); A.M. Zheltikov, *Phys. Uspekhi* 50, 705 (2007).


## ОСОБЕННОСТИ ДВУМЕРНОГО ФОТОННОГО КРИСТАЛЛА, ЗАПОЛНЕННОГО РЕЗОНАНСНЫМ ГАЗОМ


Ветров С.Я.*, Рудакова Н.В.*, Тимофеев И.В.**

* Сибирский федеральный университет,Киренского, 26, 660074, Красноярск, Россия

** Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН, Академгородок, 660036, Красноярск, Россия

tiv@iph.krasn.ru

Проведен расчет зонной структуры резонансного двумерного фотонного кристалла, который состоит из бесконечных цилиндрических отверстий, заполненных резонансным газом и образующих квадратную решетку в диэлектрической матрице. Обнаружены дополнительная узкая полоса пропускания вблизи края запрещенной зоны, а также дополнительная запрещенная зона в сплошном спектре фотонного кристалла. Новые свойства дисперсии существенно зависят от плотности резонансного газа, положения резонансной частоты относительно края запрещенной зоны, направления распространения электромагнитных волн.

Фотонные кристаллы (ФК) представляют собой искусственные структуры с периодически меняющейся в пространстве диэлектрической проницаемостью. Из-за пространственной периодичности электромагнитные волны в ФК имеют зонный характер спектра, подобно тому, как периодический в пространстве потенциал приводит к зонному спектру электронов. Спектральные свойства ФК можно дополнительно существенно изменять, помещая внутрь периодической структуры резонансные среды (атомные или молекулярные газы) [1-3]. Однако, эти изменения проявляются лишь в узкой области частот вблизи резонансной частоты, поэтому такой фотонный кристалл называется резонансным фотонным кристаллом (РФК). Оказалось, что сочетание резонансной дисперсии газа с дисперсией ФК-структуры приводит к качественному изменению спектров фотонных кристаллов, появляются узкие полосы прозрачности в фотонной запрещенной зоне (ФЗЗ), а также дополнительные запрещенные зоны в спектре пропускания ФК-структуры. Такие структуры с комбинированной дисперсией перспективны для создания спектральных призм с увеличенной дисперсией и узкополосных фильтров с управляемыми эксплуатационными характеристиками.

В настоящей работе с помощью метода разложения собственных функций по плоским волнам исследован спектр электромагнитных возбуждений резонансной двумерной ФК-структуры.

Расчеты зонной структуры спектра проводились для РФК с диэлектрической проницаемостью матрицы $\varepsilon_1 = 3{,}24$ и периодом структуры $a = 152 нм$. В качестве резонансного газа выбраны пары ртути. Резонансу атомов ртути на длине волны $\lambda_0 = 253{,}7 нм$ соответствует ширина линии $\gamma = 1{,}2 ГГЦ$. Диэлектрическая проницаемость газа в модели Лоренца дается выражением

$$\varepsilon_2 = 1 + \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2 - \omega^2 + i\gamma\omega},$$

где $\omega_p^2 = 4\pi N f e^2 / m$, e – заряд электрона, m – масса электрона, N – плотность резонансных атомов, f – сила осциллятора, γ – ширина линии, $\omega_0$ - центральная частота резонанса, ω - частота излучения. В нашем случае параметры резонансного газа: $\gamma = 5 \cdot 10^{-7} \omega_2$, $\omega_p^2 = 7 \cdot 10^{-8} \omega_2^2$, где $\omega_2 = \pi c n_2 / a$ – нормировочная частота, $n_2 = f + \sqrt{\varepsilon_1}(1 - f)$ – усредненный показатель преломления среды.

При факторе заполнения $f = 79{,}5\%$ ФК обладает максимальной шириной первой полной ФЗЗ. В этом случае в направлении $X$ зоны Бриллюэна ФЗЗ располагается в частотном диапазоне $\omega / \omega_2$ от 0,854 до 1,076.

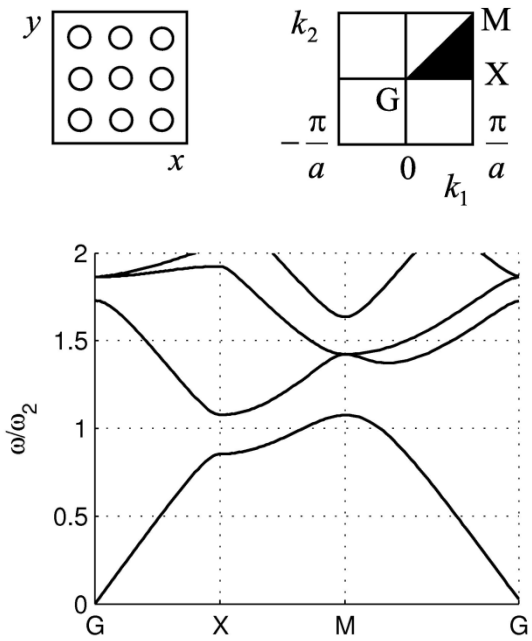



**Рис. 1.** Зонная структура квадратной решетки полых диэлектрических цилиндров в диэлектрической матрице для волн *s*-поляризации. Две вставки показывают квадратную решетку и соответствующую зону Бриллюэна; неприводимая зона заштрихована.

Сочетание дисперсии ФК-структуры с дисперсией газа приводит к появлению дополнительных запрещенных зон в сплошном спектре затравочного ФК и дополнительных узких полос пропускания в ФЗЗ, которые незаметны в масштабе рис. 1. Эти эффекты иллюстрируются на рис. 2.

Рассмотрим направление *M* распространения электромагнитного поля. Как видно из рис. 2, в этом направлении появляется дополнительная запрещенная зона с шириной $\Delta\omega_M = 0,5\cdot 10^{-6}\omega_2$ на порядок превышающей ширину резонансной линии $\gamma$. Это обусловлено тем, что резонансная частота газа $\omega_0/\omega_2 = 1{,}071$ лежит в сплошном спектре вблизи низкочастотной границы первой ФЗЗ.

Иная ситуация реализуется в направлении *X*. В этом случае в ФЗЗ появляется дополнительная узкая полоса шириной $\Delta\omega_X = 2,5\cdot 10^{-6}\omega_2$, так как резонансная частота лежит в ФЗЗ вблизи ее верхней границы.

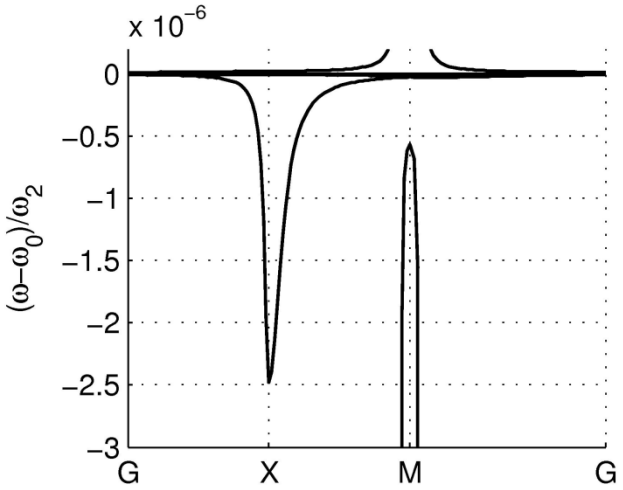



**Рис. 2.** Фрагмент зонной структуры при соотношении резонансной частоты и параметров ФК-структуры $\omega_0 / \omega_2 = 1{,}071$

Резонансная частота $\omega_0$ ближе к верхней границе ФЗЗ в направлении *X*, чем к нижней границе ФЗЗ в направлении *M*. Поэтому $\Delta\omega_X > \Delta\omega_M$ .

Шириной дополнительных полосы пропускания или запрещенной зоны можно управлять путем изменения давления газа. При этом ширина дополнительной запрещенной зоны или полосы пропускания прямо пропорциональна давлению резонансного газа.


1. А.М. Желтиков, А.Н. Наумов, П. Баркер, Р.Б. Майлс. *Опт. и спектр.* **89**, № 2. С. 309. (2000)
2. M.Artoni, G.La Rossa, F. Bassani. *Phys. Rev. E.* , **72**. P. 046604. (2005)
3. С.Я. Ветров, И.В. Тимофеев, А.Ю. Кутукова. *Опт. и спектр.*, **106**, №.5, С. 840-844 (2009)


## ЛЭМБОВСКИЙ СДВИГ АТОМОВ В ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛАХ


Гайнутдинов Р.Х., Хамадеев М.А.

Казанский государственный университет им. В.И. Ульянова-Ленина, Казань, Россия



Исследуется лэмбовский сдвиг энергетических уровней атомов в фотонном кристалле. Показано, что лэмбовский сдвиг в фотонных кристаллах существенно отличается от лэмбовского сдвига в вакууме.


При описании спектров излучения атомов в фотонных кристаллах необходимо учитывать процессы взаимодействия связанных электронов с собственным полем излучения. Эти процессы, которые, в частности, приводят к лэмбовскому сдвигу спектральных линий атомов, должны быть очень существенными при частотах виртуальных фотонов в области запрещенной зоны из-за пленения излучения соответствующей частоты. Однако при описании процессов взаимодействия атомов с собственным полем излучения необходимо учитывать вклады всех виртуальных

фотонов. При этом мы сталкиваемся с обычной проблемой квантовой электродинамики (КЭД): мы не можем ограничиться конечной областью частот и, более того, вклад от процессов с участием виртуальных фотонов с произвольно большими частотами является бесконечным. Это так называемые ультрафиолетовые расходимости. В КЭД эта проблема решается с помощью перенормировки, в результате которой интегралы по импульсам становятся конечными. Это означает, что перенормировка подавляет вклады от виртуальных фотонов с энергиями ω больше некоторой характерной энергии. При описании спонтанного излучения и лэмбовского сдвига в фотонных кристаллах в качестве такой характерной энергии обычно выбирается масса электрона $m_e$, как, например, в работе[1]. В качестве обоснования авторы этой работы ссылаются на работу Бете[2], результаты которой для случая вакуума можно воспроизвести простой подстановкой $m_e$ в качестве предела интегрирования. Однако при проведении аналогичной процедуры в фотонных кристаллах остается остаток, равный

$$\mathrm{F}(k_{\min}) = \int_0^{k_{\min}} \mathrm{d}^3k\left(\frac{1}{\omega_k^2} - \frac{1}{\omega_{k0}^2}\right) = \int_0^{k_{\min}} \mathrm{d}^3k\left(\frac{\omega_{k0}^2 - \omega_k^2}{\omega_k^2\omega_{k0}^2}\right) = \\ = \int_0^{k_{\min}} \mathrm{d}^3k\frac{(\omega_{k0}+\omega_k)(\omega_{k0}-\omega_k)}{\omega_k^2\omega_{k0}^2}, \quad (1)$$

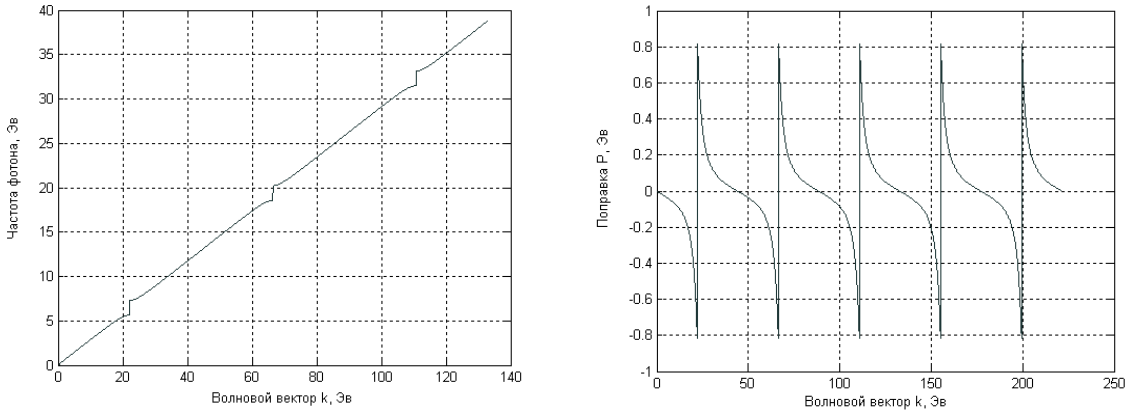
где $\omega_k$ - дисперсионные соотношения рассматриваемого фотонного кристалла, а $\omega_{k0}$ - тривиальные (линейные) дисперсионные соотношения эффективной среды, соответствующей данному фотонному кристаллу. Можно представить $\omega_k = \omega_{k0} + \mathrm{P}_k$, где $\mathrm{P}_k$ - это, как правило, малая добавка к $\omega_{k0}$. Тогда поправка к энергии определяется выражением (в естественной системе единиц, для которой $\hbar = c = 1$)

$$\Delta E_{pc} = \frac{2\alpha}{3}\left\langle n\middle|v^2\middle|n\right\rangle\frac{1}{2\pi}\int_0^\infty \mathrm{d}^3k\frac{\mathrm{P}_k}{\omega_{k0}^3}. \quad (2)$$

Чтобы подробнее исследовать этот остаток, рассмотрим изотропный случай и соответствующие дисперсионные соотношения. Несмотря на то, что, как правило, реальные фотонные кристаллы являются анизотропными, основное внимание мы уделяем рассмотрению лэмбовского сдвига именно в изотропном случае в виду того, что при этом можно явно проанализировать ультрафиолетовое поведение амплитуд. Достаточно простой их вид получается решением трансцендентального уравнения[1]

$$4n\cos(kL) = (1+n)^2\cos\left[(2na+b)\frac{\omega_k}{c}\right] - (1-n)^2\cos\left[(2na-b)\frac{\omega_k}{c}\right], \quad (3)$$

где $n$ – это показатель преломления материала рассеивателя, $a$ – его радиус, а $L = 2a + b$ - постоянная решетки. В частном случае $2na = b$ вид этих дисперсионных соотношений и соответствующей им функции $\mathrm{P}_k$ приведены на рис 1.




а) б)

**Рис. 1.** а) Дисперсионные соотношения, полученные решением трансцендентального уравнения. б) Функция $P_k$ для этих дисперсионных соотношений, симметричный случай, n = 1.5, a = 50 нм, L = 200 нм

В результате величина сдвига для различных состояний равна $\Delta E_{1S}^{pc} = 2{,}82 \cdot 10^{-7}$ эВ, $\Delta E_{2S}^{pc} = \Delta E_{2P}^{pc} = 7{,}06 \cdot 10^{-8}$ эВ.

Таким образом, было проведено исследование проблем, которые возникают при описании лэмбовского сдвига в атомах, находящихся в фотонных кристаллах, и показано, что в этот сдвиг существенный вклад дают КЭД процессы, которые не проявляются при описании спектров излучения атомов в вакууме.


1. S. John, J. Wang, *Phys. Rev. Lett.*, **64**, №20, 2418, (1990).
2. H. A. Bethe, *Phys. Rev.,* **72**, 339, (1947).


## FORMATION OF NANOSCALE STRUCTURES ON A SURFACE OF A COLD SUBSTRATE AT CONTROLLED LASER ACTION


Antipov A.A., Kutrovskaya S.V., Kucherik A.O.
Vladimir State University, Vladimir, Russia,

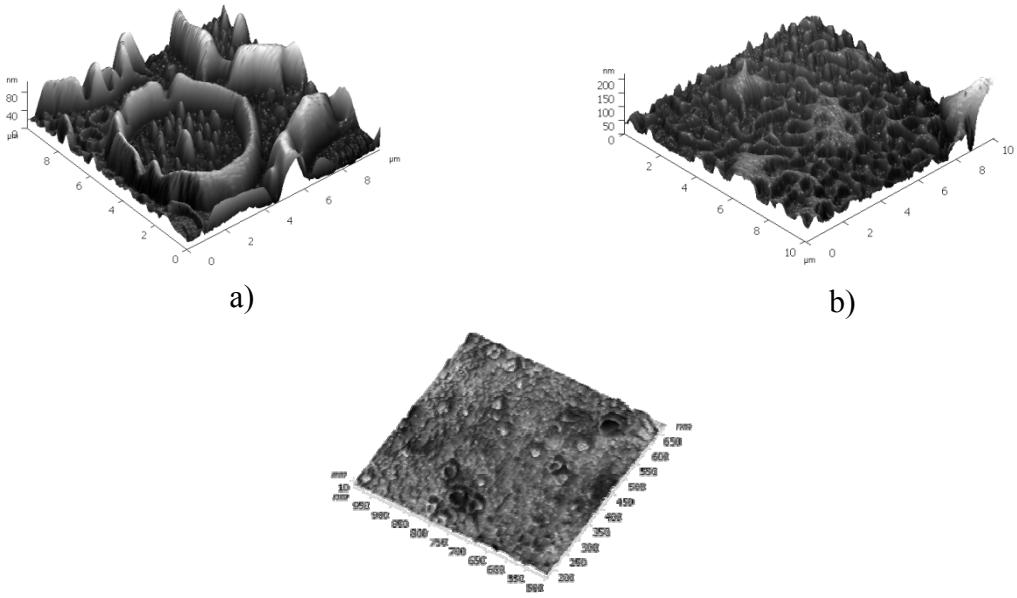


In the given work different schemes of formation extended array of nanoscale structures were presented. In first scheme the on precipitation was made in conditions of relatively large distance between sample and substrate. The optimal distance for obtaining of ordered nanostructures was fixed. In second scheme the obstacle was used for braking of evaporated material of irradiated target. In this case precipitated layer has intricate form (“labyrinth”). In third scheme control parameter is angle between target and laser beam propagation. With use this scheme nanodimension array of nanoparticles are obtained.


In now time the number schemes is applied for obtaining organic and inorganic nanostructures and nanoclusters during the laser ablation. These schemes presuppose the using of vacuum or buffer gases. The main reason of using these schemes, for examples, is reaction of burning of carbon, oxidation of metals in atmospheric air.

In the given work of deposition's investigation of evaporated carbon and metals on a surface of a cold substrate are presented. The investigation has been carried out at action to target by radiation of the continuous, nanosecond and femtosecond laser in various environments: atmospheric air, vacuum. The carbon samples with various density of materials and degree of order are irradiated. The various metal polished patterns as well as silver, nickel, steal were used.

Surfaces of substrates after laser action are investigated by means of scanning probe microscope Ntegra-AURA and raster electronic microscope Quanta 200 3D . Formations nanostructures are fixed. The dependence of properties of obtained structures from type of irradiated materials and conditions of experiment (duration of a pulse, duration of action, distance between a sample and a substrate and geometry of channel) is determined.



a) b)

c)

**Fig. 1.** Example of generated nanostrucutres: a) domain; b) labyrinth; c) pores

# ВЛИЯНИЕ ЛАЗЕРНОГО ВОЗБУЖДЕНИЯ НА ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЮ АНОДНО ОКИСЛЕННОГО ПОРИСТОГО КРЕМНИЯ

Д.Т.Ян

Дальневосточный государственный университет путей сообщения, Хабаровск, Россия

В работе представлены результаты исследования фотолюминесценции пористого кремния, полученного анодным травлением и последующим окислением. Наблюдаемый рост фотолюминесценции объясняется стимулированной перестройкой структуры пористого кремния.

Значительный интерес научного сообщества к пористому кремнию – материалу, полученному в результате анодного травления кристаллического кремния и обладающему сильной фотолюминесценцией, проявился после опубликования работы ( ).

В настоящее время существуют две основные теории, объясняющие явление роста фотолюминесценции пористого кремния – теория квантового ограничения[1] и силоксена[2].

Результаты исследования этого явления проводились автором ранее[3].

Образцы слоев пористого кремния (ПК) были получены по стандартной методике в результате анодного травления кристаллического кремния (100) р-типа. Продолжительность анодного окисления была различной для всех образцов ПК. Были приготовлены образцы анодно окисленного пористого кремния со значениями поверхностных потенциалов 0,9; 1,1; 1,2; 1,3 и 1,5 В. Спектры ФЛ измерялись при комнатной температуре с помощью монохроматора МДР-23 и фотоумножителя ФЭУ-62. В качестве источника возбуждения был использован $Ar^+$- лазер ($\lambda$=488 нм) с интенсивностью 1 Вт/см$^2$. Спектры ИК-поглощения были сняты при комнатной температуре в диапазоне 450-4000 см$^{-1}$. Параметры анодного травления были выбраны таким образом, чтобы получить слои ПК с пористостью 50-60%. Следует отметить, что на свежеприготовленных образцах явление видимой фотолюминесценции (ФЛ) не наблюдалось. В отличие от ПК слои анодно окисленного пористого кремния (АОПК) проявляли значительную ФЛ в диапазоне 720-755 нм.

На рис.1 показан рост ФЛ слоев АОПК под действием лазерного облучения. Измерение ФЛ-спектров проводилось на воздухе в одной и той же точке образца 3 при различной продолжительности лазерной экспозиции. Как видно из рисунка наблюдается последовательный рост интенсивности ФЛ под действием лазерного возбуждения, сопровождающийся сужением формы спектров. Это осложняет определение максимумов спектров и определение их ширины.

На рис.2 представлена зависимость фотолюминесценции слоев пористого кремния от времени лазерного возбуждения. Как видно из рисунка, интенсивность ФЛ от времени возрастает в несколько раз, наблюдаемая зависимость близка по форме к логарифмической зависимости. Интенсивность ФЛ от времени максимальна для образца 3, соответствующего величине поверхностного потенциала U=1.3 В.

Сравнение данных спектров фотолюминесценции и ИК-поглощения позволяют сделать вывод о том, что сильный рост ФЛ слоев АОПК обусловлен фотостимулированной перестройкой структуры соединений на поверхности АОПК и на интерфейсе $SiO_2$ - кристаллит. Это вызывает изменения в процессах рекомбинации кислородсодержащих соединений и дефектов на поверхности, а также процессы рекомбинации, связанные с электронной структурой кристаллитов АОПК и электронных состояний интерфейса $SiO_2$ - кристаллит.

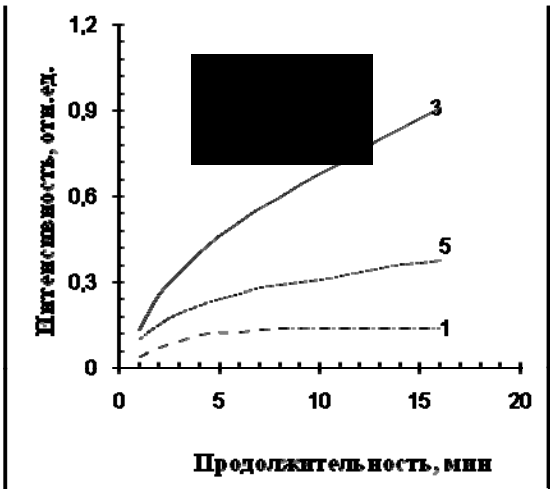



**Рис.1**. Спектры ФЛ свежеприготовленных слоев АОПК при различной продолжительности лазерного возбуждения: a) 3 мин.; b) 8 мин.; c) 23 мин.; d) после хранения на воздухе в течение 1 месяца

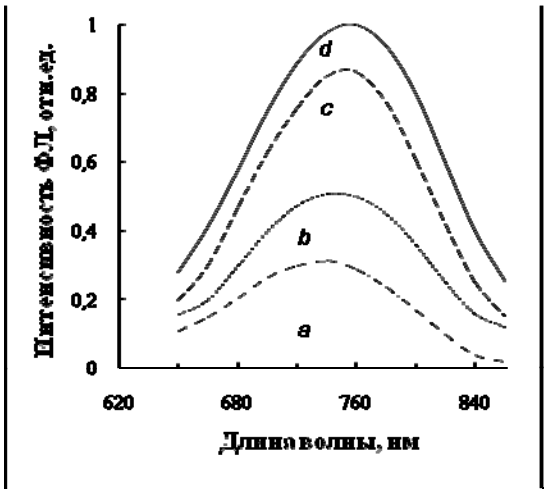



**Рис.4.11**. Рост пика ФЛ при L=740 нм в зависимости от продолжительности лазерного возбуждения t. Номера кривых соответствуют номерам образцов (см. вставку).
Вставка: рост анодного потенциала U в процессе анодного окисления ПК в зависимости от продолжительности процесса; точками показаны продолжительности процесса АО, которые соответствуют завершению процесса, номера точек соответствуют номерам образцов.


1. L.T. Canham. Visible photoluminescence in porous Si // Appl. Phys. Lett.1990.-V.57. – P.1046-1049.
2. A. Bsiesy, J.C. Vial, F.Gaspard, R.Herino, M.Ligeon, F.Muller and R.Romestain. Mechanism of formation of porous silicon on Si(100) // Surf.Sci. 1991. – V. 195.- P.254-258.
3. В. Г. Голубев , А. В. Жерздев , Г.К. Мороз , А. В. Пацекин и Д.Т. Ян. Сильное фотоиндуцированное увеличение интенсивности фотолюминесценции анодно окисленного пористого кремния // Физ. и техн. полупроводн.1996. – Т.30. – С.852-863.


# НОВЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ СЕНСОРЫ ВЛАЖНОСТИ НА ОСНОВЕ ОПАЛОВЫХ ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛОВ


Слесарев А.С., Абрамова В.В., Климонский С.О., Синицкий А.С., Лаптинская Т.В.

Факультет наук о материалах, Московский Государственный Университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия


«Оптические материалы и технологии», устный доклад

Предложены и впервые продемонстрированы на практике оптические сенсоры влажности нового типа на основе пленочных фотонных кристаллов. В отличие от известных сенсоров на основе фотонных кристаллов, описанных в литературе, новые сенсоры отличаются принципиально иным принципом работы, основанном на регистрации изменения интенсивности дифрагированного лазерного излучения, а не смещения фотонной стоп-зоны, Созданный сенсор отличается высокой чувствительностью, простотой и надежностью конструкции.

Фотонные кристаллы (ФК) – это материалы с пространственно-периодической структурой, характеризующиеся изменением коэффициента преломления в масштабах, сопоставимых с длинами волн света видимого и ближнего инфракрасного диапазонов. Основным свойством ФК является наличие в спектрах их собственных электромагнитных состояний фотонных запрещенных зон, благодаря чему ФК часто рассматриваются в качестве оптических аналогов электронных полупроводников, а значит – как основа принципиально новых устройств оптической передачи и обработки информации.

Одним из перспективных направлений применения ФК является создание оптических сенсоров. В литературе описаны сенсоры на основе ФК, чувствительные к химическому составу среды, влажности и даже механическому напряжению, в которых аналитическим сигналом является положение первой фотонной стоп-зоны ФК. В данной работе предложен и впервые продемонстрирован на практике ФК-сенсор влажности на основе совершенно иного принципа, в котором аналитическим сигналом является интенсивность лазерного излучения, дифрагируемого ФК. Изменение аналитического сигнала основано на зависимости коэффициента преломления некоторых полярных органических жидкостей (например, этиленгликоля и глицерина [1]) от давления паров воды над их поверхностью. Таким образом, если подобрать ФК и иммерсионную жидкость с близкими показателями преломления, то можно добиться ситуации, когда при определенной влажности окружающей среды ФК, пропитанной такой жидкостью, станет оптически однородной средой, в котором дифракция лазерного излучения происходить не будет. В этом случае, даже незначительные изменения влажности должны приводить к тому, что образец будет снова приобретать свойства ФК, что, в свою очередь будет приводить к генерации аналитического сигнала. Рассмотренный датчик выгодно отличается от аналогов, описанных в литературе, высокой чувствительностью, простотой и надежностью конструкции, возможностью простой интеграции в автоматизированные электронные системы регистрации, а также отсутствием электрических токов в рабочей области.

В качестве матриц для внедрения иммерсионных жидкостей были использованы опаловые пленки на основе монодисперсных микросфер $SiO_2$ и полистирола, полученные методом вертикального осаждения [2], а также инвертированные опалы на основе оптически прозрачных в видимой области спектра оксидов (ZnO и $TiO_2$), синтезированных темплатным методом [3,4]. Далее образцы пропитывали различными полярными жидкостями с известными зависимостями показателя преломления от влажности. Полученные образцы были исследованы методами растровой электронной микроскопии, оптической спектроскопии и лазерной дифракции. Была продемонстрирована надежная, стабильная и воспроизводимая работа оптических сенсоров на основе ряда описанных выше комбинаций ФК-имерсионная жидкость.

[1] E. Griffiths, J.H. Awbery, *Proc. Phys. Soc.,* 1926, **39,** 79.
[2] P. Jiang, J.F. Bertone, K.S. Hwang, V. Colvin, *Chem. Mater.*, 1999, **11**, 2132.
[3] В.В. Абрамова, А.С. Синицкий, Ю.Д. Третьяков, *Письма в ЖЭТФ*, 2007, **86**, 370.
[4] A.S. Sinitskii, V.V. Abramova, Yu.D. Tretyakov, *Mendeleev Comm.*, 2007, **17**, 1.

# ВЛИЯНИЕ ШЕРОХОВАТОСТИ ПОВЕРХНОСТИ КРЕМНИЕВЫХ СТЕНОК НА ОПТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ОДНОМЕРНЫХ ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛОВ

Жарова Ю.А.*, Федулова Г.В.*, Балдычева А.В.**, В.А.Ермаков**
* Учреждение Российской Академии наук Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия
** University of Dublin, Trinity College, Ireland

Приводятся результаты исследований оптических свойств одномерных фотонных кристаллов, представляющих собой глубокие щелевые структуры с периодом 3-7 мкм, полученных электрохимическим и анизотропным травлением кремния ориентации (100) и (110). Анализируются спектры отражения и пропускания полученных структур в широком ИК диапазоне (λ=1.5-14.5 мкм) в зависимости от высоты неровности стенок для каждого из методов травления. Найдены условия фотоэлектрохимического травления, позволяющие получить структуры с наиболее гладкими стенками. Предлагается метод дополнительной химической обработки таких структур, направленный на дальнейшее снижение высоты неровностей.

Фотонные кристаллы (ФК), позволяющие управлять световыми потоками в плоскости подложки, могут быть получены с помощью жидкостных методов травления. Технология создания таких ФК на основе кремния совместима со стандартными технологическими операциями микроэлектроники. Жидкокостные методы анизотропного (АТ) и фотоэлектрохимического (ФЭХТ) травления позволяют получать одномерные периодические структуры на основе Si с высоким аспектным отношением высоты к ширине.

Для оптических характеристик ФК качество стенок играет важную роль, т.к. неровности, возникающие при травлении Si, могут привести к нарушению когерентности отраженных от стенок световых волн. Особенно для области коротких волн, где отражение и пропускание очень чувствительны к шероховатости поверхности соизмеримой с длиной волны. Также для отражения важно высокое качество границы раздела Si-воздух, а измеряя только пропускание нельзя составить общей картины об оптических свойствах ФК [1]. Целью настоящей работы было изучение зависимость оптических характеристик ФК от метода их получения и способы улучшения качества структур ФК.

Технологические принципы создания одномерных ФК, используя глубокое АТ кремния ориентацией (110), подробно описаны в [2]. Применяя этот метод травления, были получены одномерные ФК с вертикальными оптически гладкими стенками [3].

На рис.1 приведены изображения структуры (a и b) и спектры отражения и пропускания одномерного фотонного кристалла, состоящего из трех стенок. Из рис.1c видно, что благодаря высокому контрасту показателя преломления Si-воздух уже небольшое количество периодов $m$=2 приводит к появлению стоп-зон – областей высокого отражения и низкого пропускания. Оптически гладкие стенки с шероховатостью по данным атомно-силовой микроскопии единицы нанометров, получаемые при АТ, позволяют получать зоны высокого порядка с хорошей модуляцией амплитуды отражения (R) и пропускания (T).

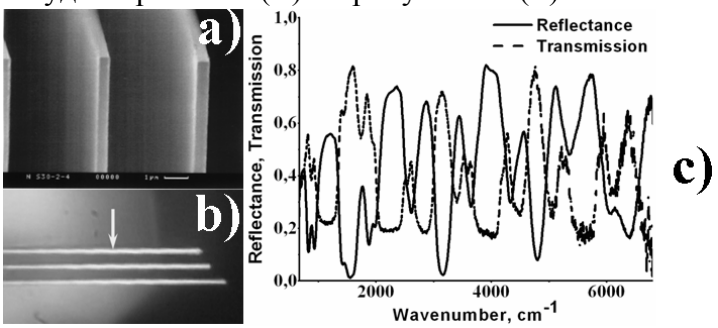



**Рис.1.** SEM-изображение стенок одномерного ФК (a), вид сверху в оптический микроскоп , период 7 мкм (b), экспериментальные спектры отражения и пропускания структуры при нормальном падении света (точка измерений указана стрелкой) (c)

Второй метод создания одномерных ФК – ФЭХТ кремния n-типа с ориентацией (100) рис.2.

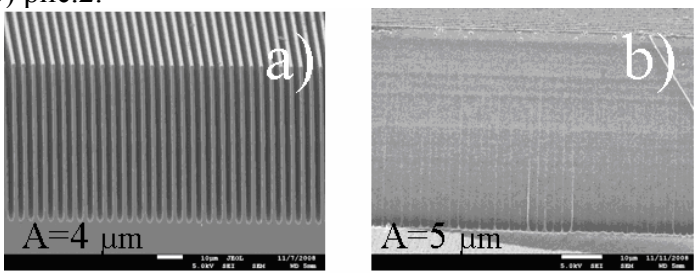



**Рис. 2** SEM-изображение периодической щелевой структуры поперек (a) и вдоль щелей (b), полученной ФЭХТ

В работе [4] показано, что если с помощью фотолитографии на поверхности кремния создать рисунок линейных затравочных ямок в виде периодических канавок, то макропоры, образующиеся в процессе ФЭХТ, располагаются вдоль этих канавок на случайном расстоянии друг от друга, образуя полурегулярную решетку макропор. Среднее расстояние между порами вдоль ряда зависит от периода затравочных канавок $A$, плотности тока травления (j) и удельного сопротивления кремния. При определенных условиях эти макропоры могут слиться в щели и образовать одномерную решетку ФК [5, 6] (рис.2a). При больших $A$ наблюдается вытягивание круглых пор в овал в направлении перпендикулярном затравочной линии, а при достаточно больших $j$ образование двойного ряда пор. Характерной особенностью одномерного ФК, полученного ФЭХТ, является гофрировка кремниевых стенок (рис.2b). Для структур, полученных в оптимальном режиме [7], величина неровностей по данным атомно-силовой микроскопии составляет около 45нм и была уменьшена дополнительной химической обработкой в водном растворе КОН и пропанола до 23 нм. На рис. 3 приведена структура ФК, полученного ФЭХТ и экспериментальные и расчетные спектры отражения и пропускания. Для этого ФК были проведены измерения в четырех точках с разным количеством периодов, отмеченных на рис.3 p1-p4, в результате было измерено уменьшение коэффициента

отражения при увеличении числа периодов, что связано с рассеиванием света на гофрированных стенках.

Оптические характеристики структур, полученных АТ и ФЭХТ, позволяют сделать вывод о том, что оба этих метода могут быть использованы для формирования одномерных ФК. Дополнительные обработки, направленные на улучшение качества структур после ФЭХТ, дают возможность значительно снизить неровности поверхности, но у ФЭХТ есть большое преимущество – использование стандартной ориентации кремния (100) и отсутствие необходимости прецизионной ориентации фотошаблона с кристаллографическими осями при создании рисунка структуры.

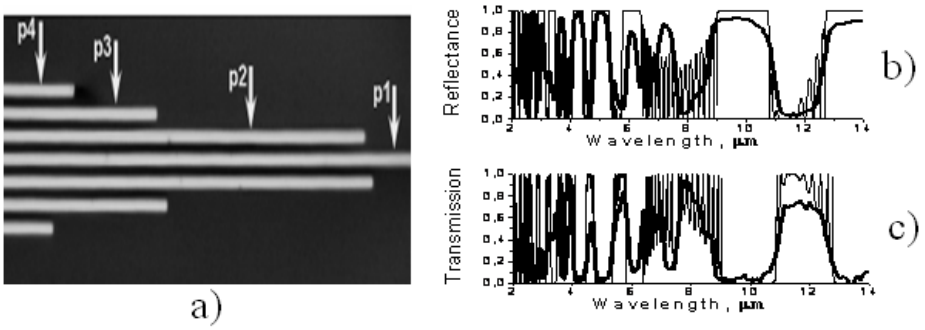



**Рис.3.** Микрофотография одномерного ФК, полученного ФЭХТ (вид сверху)(a), спектры R (b) и T (c), состоящей из 5 стенок (точка p3), *A*=7 мкм. Эксперимент - жирная, расчет – тонкая линии. Полученный в результате подгонки фактор заполнения $f_{Si}$=0.47

Благодарности: Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 08-02-01408, № 09-02-00782.

1. S. Rowson, A. Chelnakov, J.-M. Lourtioz, *Journal of Lightwave Technology*, **17**, 11, 1989-1995, (1999).
2. D.L. Kendall, *Annual Review Materials Science*, **9**, 373-403, (1979).
3. V.A. Tolmachev, E.V. Astrova, Yu.A. Pilyugina, T.S. Perova, R.A. Moor, J.K. Vij, *Optical Materials*, **27**, 5, 831-835, (2005).
4. L.C. Kimerling, *Applied Surface Science,* **156-160,** 8-13, (2000).
5. E.V. Astrova, A.A. Nechitailov, *Semiconductors,* **42,** 6**,** 747-752**,** (2008).
6. E.V. Astrova, A.A. Nechitailov, V.A. Tolmachev, V.A. Melnikov, T.S. Perova, *Physica Status Solidi (a)*, DOI 10.1002/pssa.200881101, (2009).
7. E.V. Astrova, G.V. Fedulova, *submitted to Journal Micromechanics and Microengineering*.

# ОБ АНДЕРСОНОВСКОЙ ЛОКАЛИЗАЦИИ В ОДНОМЕРНЫХ ПЕРИОДИЧЕСКИХ В СРЕДНЕМ АНИЗОТРОПНЫХ ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМАХ

Игнатов А.И., Мерзликин А.М.
Институт теоретической и прикладной электродинамики Российской академии наук, Москва, Россия

В докладе рассматривается вопрос об Андерсоновской локализации в одномерных слоистых периодических в среднем анизотропных оптических системах, со слоями из одноосных немагнитных диэлектрических кристаллов. Беспорядок, приводящий к локализации, вносится случайной ориентацией оптических осей слоев в плоскости слоев, показатели же преломления для обыкновенной и необыкновенной волн меняются периодически, с периодом в два слоя. Показано, что в окрестности некоторых частот наблюдается резкое усиление локализации, снижающееся при удалении от этих частот, притом, что рассматриваемые частоты лежат вдали от запрещенных зон соответствующих периодических систем с отсутствием беспорядка.

Нами рассмотрен вопрос об Андерсоновской локализации в одномерных периодических в среднем оптических системах с анизотропией. Вопрос о локализации в периодических в среднем одномерных системах изучался для случая изотропных сред. В работе [1] показано, что, для случая одномерной слоистой периодической в среднем системы со слоями из изотропного материала, при одной и той же степени беспорядка длина локализации сравнительно велика на частотах, находящихся в разрешенных зонах соответствующей периодической системы, при приближении к частотам, соответствующих границам запрещенных зон периодической системы длина локализации резко спадает. Нами, однако, показано, что для слоистых систем со слоями из анизотропного материала ситуация меняется: даже вдали от частот, соответствующих запрещенным зонам строго периодической системы, может наблюдаться резкое усиление локализации.

Конкретно, нами рассмотрены одномерные слоистые периодические в среднем немагнитные системы со слоями из одноосных диэлектрических кристаллов, оптические оси которых лежат в плоскости слоев. При этом показатели преломления для обыкновенной и необыкновенной волн в слоях (а для немагнитных систем, следовательно, и характеристические импедансы) меняются строго периодически с периодом в два слоя, толщины $d$ всех слоев одинаковы. Случайность вносится только в ориентации оптических осей слоев, угол поворота которых в плоскости слоя разбросан относительно некоторого, общего для всех слоев среднего значения. Мы рассматривали только случай нормального падения волны на структуру.

Мы провели расчеты длин локализации для разных величин разброса углов поворота оптических осей слоев для системы с показателями преломления обыкновенной и необыкновенной волн, соответственно, $n_o = 1.41$ и $n_e = 2.77$ для первого слоя периода системы и $n_o = 1.22$ и $n_e = 2.12$ для второго слоя периода. На рисунке 1 изображена зависимость мнимой части блоховского волнового вектора от частоты в случае нулевого разброса в углах поворота оптических осей. На рисунке 2 показана зависимость обратной длины локализации от частоты при разбросе углов $\Delta\alpha = 0.15$ рад. Наблюдаемый пик при частоте $\frac{\omega^* d}{c} \approx 0.83675$ находится вдалеке от запрещенных зон строго периодической системы. Высота пика степенным образом зависит от $\Delta\alpha$.

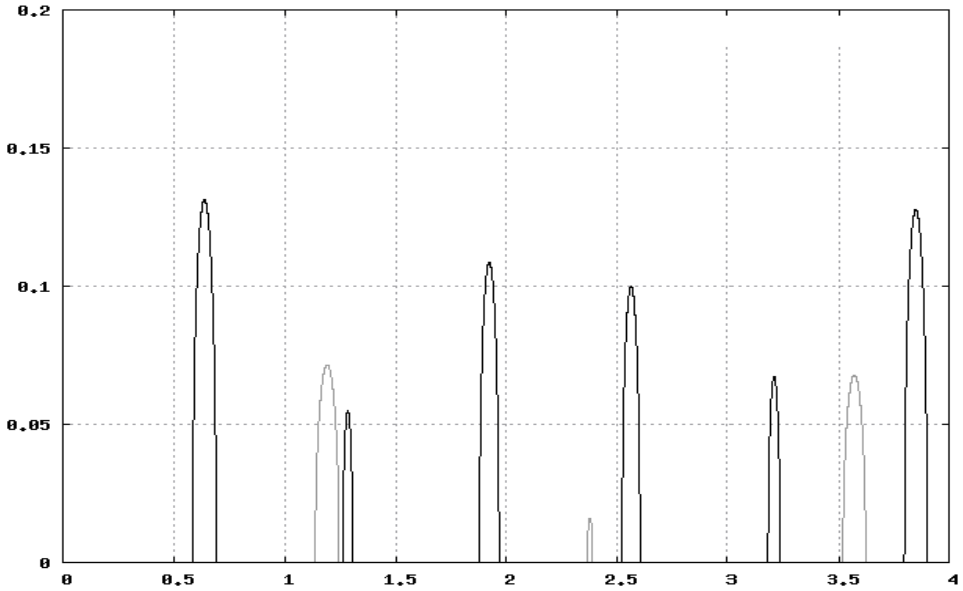



**Рис. 1.** Зависимость мнимой части блоховского волнового вектора в единицах обратной длины слоев $d^{-1}$ от частоты в единицах $c/d$ при нулевом разбросе углов $\Delta\alpha$. Темным показаны данные для необыкновенной волны, светлым – для обыкновенной

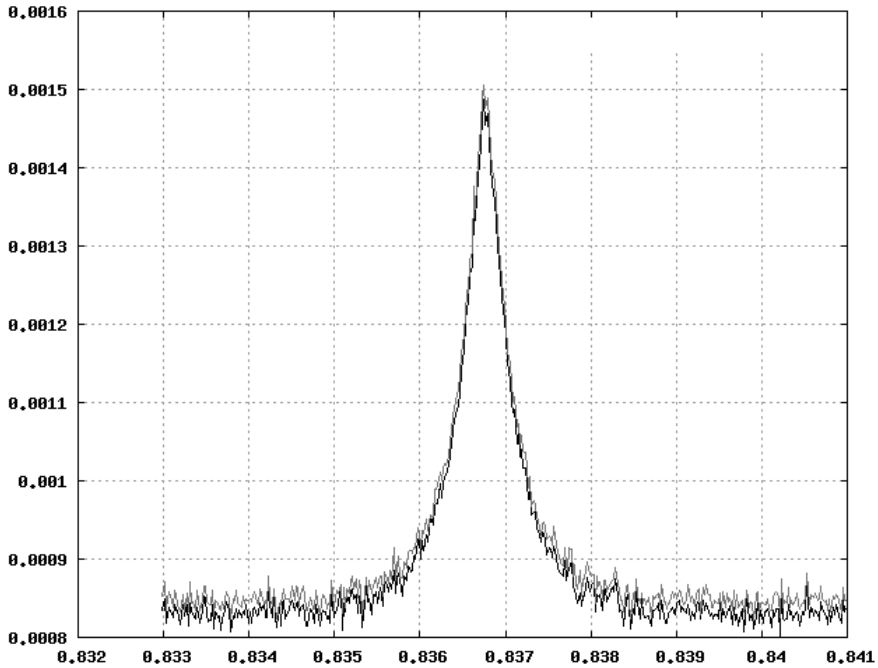



**Рис. 2.** Зависимость обратной длины локализации в единицах $d^{-1}$ от частоты в единицах $c/d$ при $\Delta\alpha = 0.15$ рад. Черным и серым представлены данные для взаимно перпендикулярных поляризаций падающих на систему волн

Изображенный на рисунке 2 пик наблюдается для двух взаимно перпендикулярных поляризаций падающих на систему волн, в то время как при нулевом разбросе углов возникновение запрещенных зон независимо для различных поляризаций. Частота $\frac{\omega^* d}{c} \approx 0.83675$ соответствует условию

$(K_1^{Bloch} + K_2^{Bloch})2d = 2\pi$, которое представляет собой условие конструктивной интерференции быстрой и медленной блоховских волн, бегущих в различных направлениях в периодической структуре с тем же законом изменения характеристик материалов слоев, что и в рассматриваемой нами случайной системе, но с периодическим изменением углов поворота оптических осей. В работе [2] рассмотрены такие периодические системы и показано, что в таких системах возникают новые запрещенные зоны не на границе зон Бриллюэна, а внутри них. Эти запрещенные зоны возникают вследствие конструктивной интерференции волн, принадлежащих двум различным дисперсионным ветвям. Такая интерференция становится возможной благодаря взаимодействию между собой обыкновенных и необыкновенных волн, которое, в свою очередь, возникает из-за отклонения в ориентациях оптических осей слоев. В работе [3] показано, что причиной возникновения локализации являются брэгговские отражатели, входящие в состав случайной системы. Рост количества брэгговских отражателей с вероятностью 1 приводит к уменьшению длины локализации. В окрестности же частоты $\frac{\omega^* d}{c}$ наблюдается рост количества брэгговских отражателей, соответствующих конструктивной интерференции медленной и быстрой волн, что и приводит к появлению пика в зависимости на рисунке 2.


1. A.R. McGurn, K.T. Christensen, F.M. Mueller, A.A. Maradudin, *Phys.Rev. B*, **43**, № 20, 13120-13125, (1993).
2. P. Yeh, *J. Opt. Soc. Am.*, **69**, № 5, 742-756, (1979).
3. A.P. Vinogradov, A.M. Merzlikin, *Phys.Rev. E*, **70**, 026610, (2004).


## СРЕДА С БЛИЗКИМИ К НУЛЮ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ И МАГНИТНОЙ ПРОНИЦАЕМОСТЯМИ КАК УНИВЕРСАЛЬНЫЙ МАТЕРИАЛ ДЛЯ СОЗДАНИЯ «КЛОКИНГА»


Е. О. Лизнёв, А. В. Дорофеенко, А. П. Виноградов

Институт теоретической и прикладной электродинамики Российской академии наук, Москва, Росс


Недавно был предложен новый подход, который зачастую называют клокингом (eng. Cloacking). На данный момент существует три основных метода клокинга. Первый из них предложен Линхардом и Пендри и базируется на известном явлении миража - изгибании световых лучей в среде с градиентом коэффициента преломления. Было показано, что при правильном выборе распределения диэлектрической и магнитной проницаемостей можно принудить световые лучи идеально «огибать» объекты. Второй подход был предложен профессором С.А. Третьяковым, вытекает из первого подхода и состоит в создании сети волноводов, ограниченных антеннами с импедансом, равным импедансу внешней среды. Эта система допускает проникновение поля из внешней среды в систему и наоборот. Однако волны проходят через волноводы, окружающие объект, обеспечивая его маскировку. Третий подход, так называемый плазмонный клокинг, нацелен на уменьшение дипольного отклика объекта и основывается на решении задачи Хашина-Штрикмана. Клокинг в данном случае заключается в покрытии объекта

однородной оболочкой. Хотя реализация данного подхода достаточно проста, маскировка получается неидеальной.

В данном докладе мы покажем, что ключевой момент всех этих подходов – применение материала с диэлектрической проницаемостью очень близкой к нулю. В этом случае нулевая диэлектрическая и магнитная проницаемости материала предотвращают проникновение света в маскируемую область, т.к. нормальные компоненты как магнитного, так и электрического, поля становятся в этом случае равными нулю, что реализуется в методе, предложенном Линхардом и Пендри. В недавнем прошлом профессор Энджета показал, что волновод с очень малыми сечением, сделанный из материала с малыми диэлектрической и магнитной проницаемостями может поддерживать распространение волн, что может быть использовано при реализации метода, предложенного Третьяковым.

В данном докладе показано, что в квазистатическом случае идеальный плазмонный клокинг несферических тел возможен при использовании оболочки Хашина-Штрикмана из материалов с близкой к нулю диэлектрической и магнитной проницаемостью, При увеличении частоты данная оболочка начинает работать как волновод Третьякова-Энджеты.

Кроме того, что была показана ценность сред с близкой к нулю диэлектрической проницаемостью на примере клокинга. Также был предложен механизм создания таких сред, путем внедрения в некую матрицу, путем внедрения шарообразных включений

## ОПТИЧЕСКОЕ ПЕРЕКЛЮЧЕНИЕ В ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛАХ НА ОСНОВЕ ПОРИСТОГО КРЕМНИЯ

Афонина С.М., Заботнов С.В.
Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова, Москва, Россия

Разработана технология изготовления фотонных кристаллов на основе многослойных структур из пористого кремния, и исследованы их оптические свойства. Показана возможность полного оптического переключения в таких структурах за счет сдвига края фотонной запрещенной зоны в поле мощного лазерного излучения.

Одним из направлений современной оптики твердого тела является исследование оптических и нелинейно-оптических явлений в микроструктурах с фотонной запрещенной зоной – фотонных кристаллах. Такие микроструктуры обладают периодической модуляцией диэлектрической проницаемости в одном или нескольких направлениях с периодом порядка длины волны видимого или инфракрасного диапазонов. Спектр оптических мод внутри фотонных кристаллов имеет фотонную запрещенную зону – спектральную область, распространение света через которую невозможно ввиду деструктивной интерференции падающей и отраженной от слоев фотонного кристалла волн. Интерес к фотонным кристаллам на основе кремния обусловлен возможностью управлять оптическими свойствами кремния – увеличивать эффективность нелинейно-оптических процессов, например, при генерации оптических гармоник[1] или самовоздействии света[2], а также контролируемо усиливать в определенном спектральном диапазоне сечения

фотолюминесценции или рамановского рассеяния. Одним из наиболее перспективных направлений в области использования периодических кремниевых структур является их применение в качестве устройств, позволяющих реализовать полностью оптическое переключение, заключающееся в существенном изменении комплексной диэлектрической проницаемости при варьировании параметров излучения (интенсивности, поляризации, длины волны), проходящего через рассматриваемую структуру [3-6].

Целью данной работы является проектирование, изготовление и исследование оптических свойств фотонных кристаллов на основе пористого кремния, а также реализация полного оптического переключения в последних под действием мощных лазерных импульсов.

Фотонные кристаллы на основе пористого кремния изготовлялись методом анодного электрохимического травления монокристаллических пластин кремния p - типа с ориентацией поверхности (100) и с удельным сопротивлением ρ=10 - 20 мОм*см в растворе HF(48%):$C_2H_5OH$=1:1. Величина плотности тока травления варьировалась в интервале от 10 мА/см$^2$ до 80 мА/см$^2$. Также в работе исследовались монослои пористого кремния, с помощью анализа которых были рассчитаны показатели преломления слоев пористого кремния.

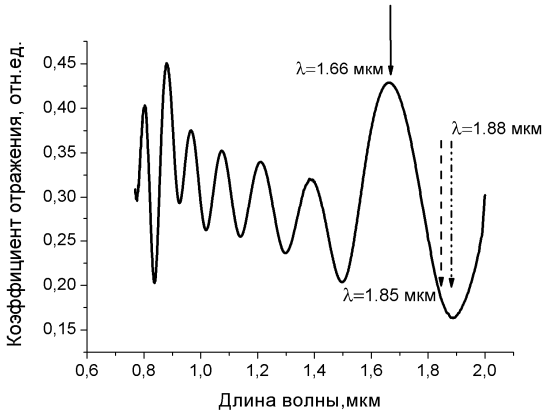



**Рис.1.** Спектр отражения для фотонного кристалла

На рис. 1 представлен спектр отражения для фотонного кристалла, состоящего из 5 пар слоев мезопористого кремния, полученного при травлении кремния с током плотностью 20 мА/см$^2$ и 50 мА/см$^2$, соответственно. Эффективные показатели преломления слоев составляют 2.7 и 1.75, соответственно. Спектр отражения фотонного кристалла показывает наличие фотонной запрещенной зоны в диапазоне длин волн от 1.50 мкм до 1.88 мкм.

Для нахождения условий оптического переключения исследовалось явление самовоздействия света в полученных фотонных кристаллах. В качестве излучения накачки использовалось излучение от пикосекундного Nd:YAG лазера ($\lambda = 1.064$ мкм, $\tau = 32$ пс, $E \sim 10$ мДж). Зависимость полного отражения образцов от интенсивности излучения определялась путем измерения интенсивностей падающего пучка и пучка, прошедшего через образец.

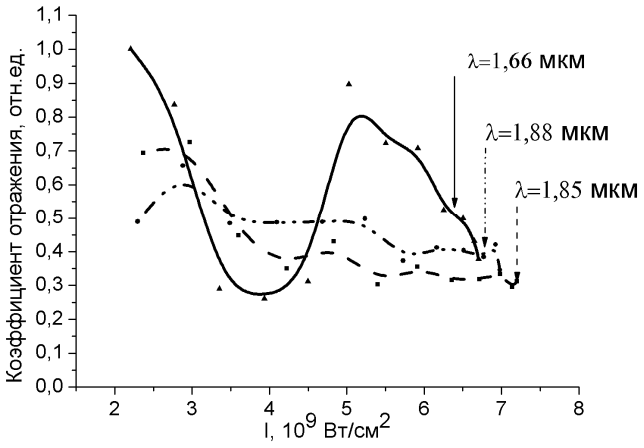



**Рис.2.** Зависимость полного отражения фотонного кристалла от интенсивности падающего лазерного излучения

Из рис.2. видно, что зависимости коэффициента отражения от интенсивности падающего лазерного излучения имеют немонотонный характер и различаются для различных длин волн. Такое поведение может быть объяснено тем, что в результате самовоздействия при облучении мощного лазерного излучения меняется комплексный показатель преломления слоев пористого кремния, образующих фотонный кристалл. Изменение действительной части показателя преломления приводит к сдвигу фотонной запрещённой зоны, а комплексной - непосредственно к величине поглощения фотонно-кристаллической структуры.

Таким образом, полученные результаты показывают возможность полностью оптического переключения в фотонных кристаллах на основе пористого кремния и могут быть использованы при проектировании кремниевых планарных устройств для управления светом с помощью света.


1. Л.А.Головань, А.М. Желтиков, П.К. Кашкаров, Н.И. Коротеев, М.Г. Лисаченко, А.Н. Наумов, Д.А.Сидоров - Бирюков, В.Ю. Тимошенко, А.Б. Федотов. *Письма в ЖЭТФ*, **69**. вып.4, стр.274 – 279.
2. V.Ya. Gayvoronsky, M.A. Kopylovsky, Yu.V. Gromov, S.V.Zabotnov, N.A.Piskunov, L.A.Golovan:*Laser Phys. Lett*. **5**, №12, 894-897 (2008)
3. N.G.R. Broderick, D. Taverner, D.J. Richardson: *Opt. Expr*. **3** , 447 (1998)
4. D. Taverner, N.G.R. Broderick, D.J. Richardson, R.I. Laming, M.Isben: *Opt. Lett*. **23** , 328 (1998)
5. D. A. Mazurenko,* R. Kerst, and J. I. Dijkhuis, A.V. Akimov,V.G. Golubev, D. A. Kurdyukov, A. B. Pevtsov, and A.V. Sel'kin. *Phys.Rev.Lett*. **21** (2003).
6. S.Leonard, H.M.Driel, K.Busch, S.John, A.Birner, A.-P.Li, F.Müller, U.Gösele, V.Lehmann. Appl. *Phys. Lett*. **75**, 3063-3065 (1999).

# МЕТАЛЛОПОЛИМЕРНЫЙ НАНОКОМПОЗИТ ПОЛИ-ПАРА-КСИЛИЛЕН-Ag ДЛЯ МИКРО- И ОПТОЭЛЕКТРОНИКИ

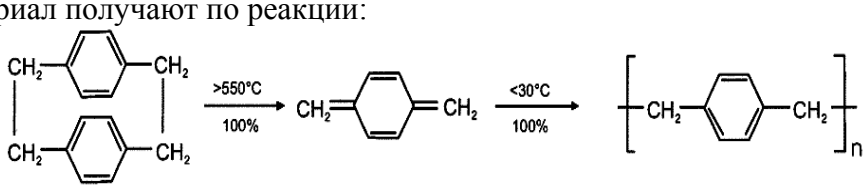
Богинская И.А., Гусев А.В., Рыжиков И.А.
Институт теоретической и прикладной электродинамики РАН,
Москва, Россия

Работа посвящена получению и исследованию оптических и электрофизических свойств нового материала поли-пара-ксилилен – Ag.

Был получен новый материал на основе поли-пара-ксилилена (ППК), содержащего равномерно распределенные частицы серебра. Полимер ППК известен и используется в технике давно как изолятор благодаря своим диэлектрическим свойствам. Однако было обнаружено, что использование его как матрицы для распределенных наночастиц металла позволит получать материалы с необычными электрофизическими и оптическими свойствами. Подобные структуры появились 30 [1] лет назад и ограниченно используются сегодня как микроконтакты в интегральных цепях, сенсоры, электроды в ионных батареях. Однако потенциал применения таких структур, как ожидается, намного шире, поскольку материал ППК-наночастицы металла обладает электрофизическими и оптическими свойствами, которые пока не удалось до конца прояснить.

ППК – глобулярный полимер. Размер глобул составляет 100-200 нм. Каждая глобула состоит из складчатых структур, ламелей, размер ламели составляет ≈ 7нм. А размер мономерного звена ≈ 8 Å.

Материал получают по реакции:

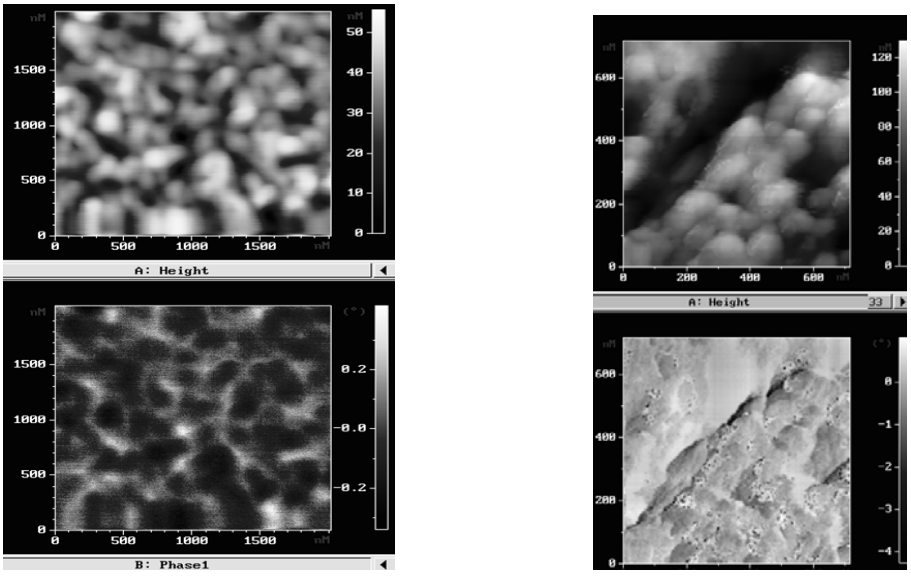



1. Парациклофан 2. параксилен 3. мономер пара-ксилилен

на разработанной нами установке методом криохимического синтеза или полимеризацией из газовой фазы на подложку, охлаждаемую жидким азотом.

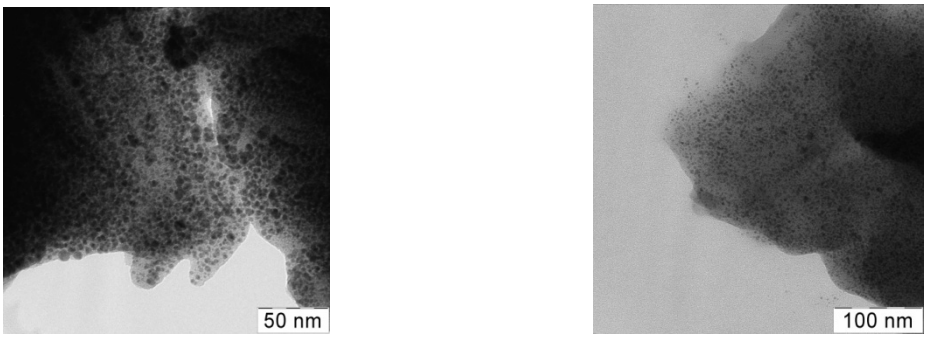
Таким образом, получали материал ППК-Ag с содержанием серебра 0-14%об. Полученный нанокомпозит представляет собой прозрачную пленку с вариацией окраской от бесцветной до темно красной, переходящей в синий. Цвет зависит от размера частиц и объясняется явлением плазмонного резонанса на наночастицах металла [2]. Интенсивность окраски растет с ростом концентрации серебра.

Материал исследовался атомно-силовой микроскопией (АСМ), электростатической силовой микроскопией (ЭСМ), просвечивающей растровой электронной микроскопией (ПРЭМ) (рисунки 1, 2), также были получены оптические спектры пропускания, температурные кривые сопротивления (рисунок 3) и проведен рентгеноструктурный анализ.




а б

**Рис.1.** а) эсм изображение; б) асм изображение




а) ППК-Ag (6%об.) б) ППК-Ag (4%об.)

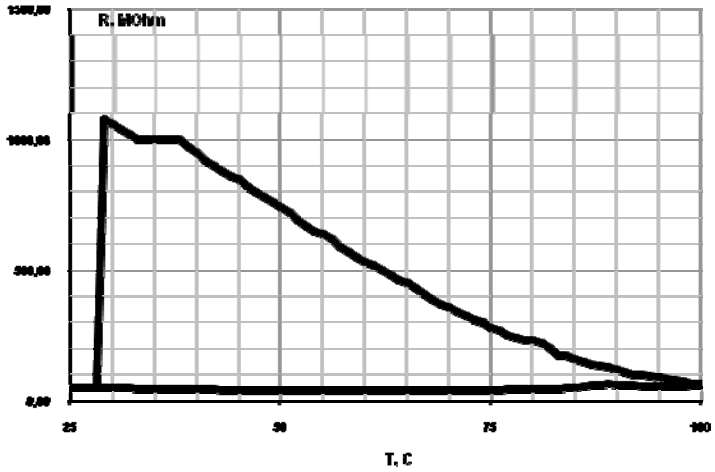
**Рис. 2.** Результаты ПРЭМ

Измерение электро-физических характеристик позволило определить, что до некоторого порога, называемого порогом перколяции [3], когда кластеры металла образуют протяженные цепи и скопления в полимере, температурная зависимость сопротивления композита по характеру и абсолютным значениям почти совпадает с аналогичной зависимостью чистого полимера. Но при некотором значении концентрации металла, в данном случае это концентрация Ag>12%, кривые зависимости сопротивления от температуры имели другой характер, объясняемой превалированием металлической проводимости над полимерной. Для объяснения наблюдаемого явления была предложена модель, в которой кластеры металла являются квантовыми точками, распределенными в однородной среде.

Абсолютные значения сопротивления материала:

До перколяции R(100 °C) ~100 МОм.

После перколяции R(100 °C) ~ 50 кОм.




— охлаждение; — - — нагревание

**Рис.3.** Температурная зависимость сопротивления ППК-Ag 13%об.


1. Bieng K.W., *J. Vac. Sci. Technol*., **18**, 1231-1235 (1981).
2. Перлин Е.Ю., *Физ.тв.тела. Оптика полупроводников, диэлектриков., металлов: учеб. пособие.*
3. Тарасевич Ю.Ю., *Перколяция: теория, приложения, алгоритмы*. М.: Едиториал УРСС, 2002г., 112 стр.


## ГИГАНТСКАЯ ФОТОЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ ГРАНУЛЯРНЫХ НАНОКОМПОЗИТОВ НА ОСНОВЕ ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ CdS-CdSe.


Рыжиков И.А., Мешков А.С., Погосов В.В., Богинская И.А., Евгеньев С.Б.*, Острецов Е.Ф.**, Трофимов Ю.В.**

Институт теоретической и прикладной электродинамики РАН, Москва, Россия

*Московская государственная академия тонкой химической технологии им М.В.Ломоносова, Москва, Россия

**Институт электроники национальной академии наук Беларуси, Минск, Беларусь


Методом трафаретной печати были получены образцы пленок $CdS_xSe_{1-x}$. Показано, что образцы представляют собой композиционный гранулярный материал содержащий большое количество пор и поверхностных оксидных барьеров. Каждая отдельно взятая гранула представляла собой монокристалл твердого раствора, что было доказано исследованиями powder X-ray analyses, АСМ и SEM. Была исследована зависимость сопротивления образцов при изменении освещенности, которая показала, что у данного типа материалов чувствительность к освещению достигает 11 порядков. Исследования температурных зависимостей выявили аномальный участок, на котором сопротивление образцов росло по мере повышения температуры. После определенной температуры зависимость приобретала активационный характер. Так же было оценено влияние внешней среды на характер

температурных зависимостей, путем замены воздушной среды на инертные газы или вакуум. В результате были предложены механизмы отвечающие за поглощение света, инжекцию и перенос носителей в данном материале, а также влияющие на ход температурных зависимостей.

## ЛИНЕЙНОЕ ДВУЛУЧЕПРЕЛОМЛЕНИЕ И ЛИНЕЙНЫЙ ДИХРОИЗМ В ПЛАНАРНЫХ ПЛАЗМОН-ПОЛЯРИТОННЫХ МЕТАМАТЕРИАЛАХ

Добындэ М. И., Щербаков М. Р., Вабищевич П. П., Ванг Ч.-М.*, Фу Ю.-Х.*, Тсай Д.-П.*, Сигов А. С.**, Федянин А. А.
Физический факультет, МГУ имени М.В. Ломоносова, Москва, Россия
*Физический факультет, Национальный тайпейский университет, Тайпей, Тайвань
**Московский институт радиотехники, электроники и автоматики (технический университет), Москва, Россия

Обнаружено резонансное поведение спектров линейного двулучепреломления и линейного дихроизма в анизотропных оптических метаматериалах, представляющих собой тонкие пленки благородных металлов с прямоугольными отверстиями или полосами, образующими субдлинноволновые решетки. Разница эффективных показателей преломления и коэффициентов экстинкции для собственных линейно поляризованных состояний при нормальном падении возрастает в спектральной области резонансов локальных и бегущих поверхностных плазмон-поляритонов.

Наличие анизотропного наноструктурирования тонких пленок благородных металлов, например массивом прямоугольных наноотверстий [1], отверстий в виде эллипса [2] или более сложной формы [3], существенно меняет состояние поляризации прошедшего или отраженного от таких метаматериалов излучения. Значения параметров Стокса прошедшего через анизотропный метаматериал излучения указывают на высокую фазовую задержку, вносимую метаматериалом в одну из линейных собственных поляризационных мод такой структуры [4]. Однако, роль локальных и бегущих плазмон-поляритонов в механизме оптической анизотропии метаматериалов до сих пор не была установлена.

В работе обнаружено плазмон-поляритонное усиление эффектов линейного двулучепреломления и дихроизма в анизотропных оптических метаматериалах. Спектры разниц показателя преломления и коэффициента экстинкции для обыкновенной и необыкновенной волн демонстрирует усиление линейного дихроизма в области резонансного возбуждения локальных и бегущих поверхностных плазмон-поляритонов. Также, доказательством важной роли поверхностных плазмон-поляритонов в механизмах преобразования поляризации является отсутствие оптической анизотропии в образце на основе золотой пленки в

области λ<520нм, где поверхностные плазмон-поляритоны имеют большой коэффициент затухания.


1. K. J. Klein Koerkamp, S. Enoch, F. B. Segerink *et al.*, *Phys. Rev. Lett.,* **92**, 183901 (2004).
2. J. Elliott, I. I. Smolyaninov, N. I. Zheludev *et al.*, *Opt. Lett.,* **29**, 1414 (2004).
3. T. Li, H. Liu, S. Wang *et al*., *Appl. Phys. Lett*., **93**, 021110 (2008).
4. X.-F. Ren, P. Zhang, G.-P. Guo *et al.*, *Appl. Phys. B,* **91**, 601 (2008).


## НЕФРЕНЕЛЕВСИЕ ЗАКОНЫ ПРЕЛОМЛЕНИЯ В КОМПОЗИТНЫХ МАТЕРИАЛАХ


Енкин Н.А., Мерзликин А.М.

Институт теоретической и прикладной электродинамики Российской академии наук, Москва, Россия



В докладе рассматривается вопрос о гомогенизации среды с периодической диэлектрической проницаемостью, зависящей от одной пространственной координаты. Магнитная проницаемость равна единице, пространственный масштаб неоднородности проницаемости предполагается много меньше длины распространяющейся в среде волны, их отношение является малым параметром, по которому производится разложение. Для двух порядков малости получены выражения эффективных проницаемостей, оценены разность коэффициентов отражения и прохождения неоднородной и эффективной сред.


Одна из задач электродинамики, представляющих интерес, это гомогенизация уравнений Максвелла в неоднородных средах. Наиболее широкий класс представляют периодические системы. Нами рассмотрен бесконечный изотропный слой. Диэлектрическая проницаемость образца периодична по одной оси вдоль его поверхности. Волна падает перпендикулярно поверхности образца, вектор $\boldsymbol{E}$ направлен вдоль поверхности и перпендикулярно оси неоднородности образца. При гомогенизации неоднородной среды исследуется также отклонение коэффициентов отражения и прохождения от френелевского вида.

Рассмотрим изотропный образец бесконечного размера в плоскости $(x, y)$ и толщиной $d$ вдоль оси $z$. Диэлектрическая проницаемость образца периодична по оси $x$; координаты его границ $z=0$ и $z=-d$, волна падает в направлении противоположном оси $z$, вектор $\boldsymbol{E}$ направлен вдоль оси $y$.

Решаем волновое уравнение

$\Delta E_y + k_0^2 \varepsilon(x) E_y = 0$, с

$$\varepsilon(x) = \begin{cases} \varepsilon_0 + \tilde{\varepsilon}\cos(k_\varepsilon x), z \in [-d, 0] \\ 1, z \notin [-d, 0] \end{cases}.$$

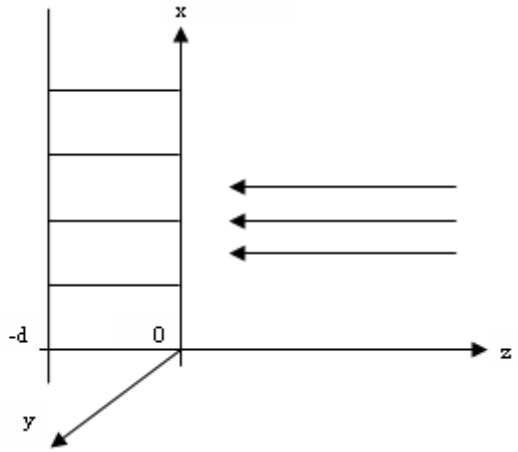



**Рис. 1.** Схема структуры

При решении задачи мы предполагаем, что длина падающей волны много больше периода диэлектрической проницаемости образца. Поэтому вводим малый параметр $\tau = \dfrac{k_0\sqrt{\tilde{\varepsilon}}}{k_\varepsilon} << 1$.

Для нахождения $\varepsilon_{eff}$ и $\mu_{eff}$ рассмотрим задачу о полупространстве. Коэффициент отражения при этом всегда имеет френелевский вид, что позволяет нам найти эффективные параметры.

$$\varepsilon_{eff} = \varepsilon_0 + \frac{1}{2}\tilde{\varepsilon}\tau^2 + O[\tau^4],$$

$$\mu_{eff} = 1 + O[\tau^4],$$

$$\varepsilon_{eff} = \varepsilon_0 + \frac{1}{2}\tilde{\varepsilon}\tau^2 +$$

$$+\frac{\sqrt{\varepsilon_0}}{16}\left(\frac{\varepsilon_0 k_0\left(3K_1+8K_2-23ik_\varepsilon\right)+2k_\varepsilon\left(5iK_1K_2+8K_1k_\varepsilon+3K_2k_\varepsilon\right)}{k_0\left(iK_1+k_\varepsilon\right)\left(iK_2+2k_\varepsilon\right)}+\right.,$$

$$\left.+\frac{2\sqrt{\varepsilon_0}\left(7K_1K_2-10iK_1k_\varepsilon-iK_2k_\varepsilon+8k_\varepsilon^2\right)}{\left(iK_1+k_\varepsilon\right)\left(iK_2+2k_\varepsilon\right)}\right)\tau^4+O[\tau^6]$$

$$\mu_{eff} = 1-\frac{1}{16}\left(\frac{\varepsilon_0 k_0\left(3K_1+8K_2-23ik_\varepsilon\right)+2k_\varepsilon\left(5iK_1K_2+8K_1k_\varepsilon+3K_2k_\varepsilon\right)}{\sqrt{\varepsilon_0}k_0\left(iK_1+k_\varepsilon\right)\left(iK_2+2k_\varepsilon\right)}+\right.$$

$$\left.+\frac{\left(11K_1K_2-14iK_1k_\varepsilon+iK_2k_\varepsilon+22k_\varepsilon^2\right)}{\left(iK_1+k_\varepsilon\right)\left(iK_2+2k_\varepsilon\right)}\right)\tau^4+O[\tau^6].$$

Решая задачу для слоя, сравниваем коэффициенты отражения и прохождения для него с френелевскими для эффективного образца:

$$r - r(\varepsilon_{eff},\mu_{eff}) = \delta r(\varepsilon_0,\tilde{\varepsilon},k_\varepsilon,d)\cdot\tau^4 + O[\tau^6]$$

$$t - t(\varepsilon_{eff},\mu_{eff}) = \delta t(\varepsilon_0,\tilde{\varepsilon},k_\varepsilon,d)\cdot\tau^4 + O[\tau^6],$$

множители при $\tau^4$ не равны нулю.

В результате получено, что для неоднородных сред гомогенизация при более высокой точности не приводит к френелевским законам преломления. В данном случае отклонение появляется при четвертом порядке параметра малости.


1. Бреховских Л.М., *Волны в слоистых средах*, 502, (1957).
2. Рытов С.М., *ЖЭТФ*, **29**, 605–616, (1955).
3. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М., *Электродинамика сплошных сред*, 421–476, (2003).
4. А.П. Виноградов, А.М. Мерзликин, *Электродинамические свойства мелкослоистой среды, Доклады академии наук,* **381**, №4, 1–3, (2001).


## ФОРМИРОВАНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИОННО ВЫРОЖДЕННЫХ ЗАПРЕЩЕННЫХ ЗОН


Мерзликин А.М., Виноградов А.П.

Институт теоретической и прикладной электродинамики Российской академии наук, Москва, Россия



В докладе рассмотрено формирование запрещенных зон в слоистых магнитофотонных кристаллах содержащих анизотропные компоненты. Показано, что в таких структурах возможно формирование дополнительной запрещенной зоны, причем эта зона возникает одновременно для всех поляризаций. Найдена связь между вырожденной запрещенной зоной и эффектом «вырожденной границы» разрешенной зоны.


Несмотря на кажущуюся простоту одномерных фотонных кристаллов, исследованию именно этих структур посвящена большая часть исследований связанных с фотонными кристаллами. Основные усилия в изучении 1D ФК в первую очередь связаны с изучением влияния свойств компонент этого ФК на его дисперсионные свойства, в частности на зонную структуру. В этой связи рассматривают ФК, компонентами которых являются различные, киральные, гиротропные (в оптике преимущественно магнитооптические) и анизотропные материалы, а так же диэлектрики с отрицательной диэлектрической и/или магнитной проницаемостями. Исследование влияния свойств этих материалов, как по отдельности, так и совместно, привело к открытию новых явлений - усиление эффекта Фарадея[1, 2], возникновение гиротропной вырожденной запрещенной зоны[3, 4], замороженной моде[5], вырожденной границе разрешенной зоны[6], эффекту магнитной суперпризмы[7], возникновению контролируемого Таммовского состояния[8].

В данной работе исследовано возникновение вырожденной по поляризации запрещенной зоны[3] в магнитофотонных кристаллах содержащих анизотропные компоненты. Эта зона формируется при намагничивании анизотропного фотонного кристалла за счет интерференции обыкновенных и необыкновенных волн ненамагниченного фотонного кристалла, и в отличие от обыкновенных запрещенных зон, может формирваться не только на бриллюэновской границе, но и внутри бриллюэновской зоны. При этом эта зона возникает одновременно для любой

поляризации падающей волны, что и послужило основанием для её названия – поляризационно-вырожденная.

Вырожденная запрещенная зона имеет ряд особенностей, в частности отсутствие эффекта Боррманна на её границах, наличие двух «хвостов» в Таммовском состоянии и т.д., а так же она непосредственно связана с формированием вырожденной границы разрешенной зоны.


1. M. Inoue, T. Fujii, *J. Appl. Phys.* **81,** 5659, (1997).
2. A.P. Vinogradov, S.G. Erokhin, A.B. Granovski, M. Inoue, *Journal of Communication Technology and Electronics* **49**, №1, 88-90, (2004).
3. A.M. Merzlikin, A.P. Vinogradov, M. Inoue, A.B. Khanikaev, A.B. Granovsky, *JMMM*, **300**, 108-111, (2006).
4. A.M. Merzlikin, M. Levy, A.A. Jalali, A.P. Vinogradov, *Phys. Rev. B*, **79**, 195103, (2009).
5. A. Figotin, I. Vitebskiy, *Phys. Rev. E*, **63**, 066609, (2001).
6. A. Figotin, I. Vitebskiy, *Phys. Rev. E*, **68**, 036609, (2003).
7. A.M. Merzlikin, A.P. Vinogradov, M. Inoue, A.B. Granovsky, *Phys. Rev. E*, **72**, 046603, (2005).
8. A.M. Merzlikin, A.P. Vinogradov, A.V. Dorofeenko, M. Inoue, M. Levy, A.B. Granovsky, *Physica B*, **394**, № 2, 277-280 (2007).


## ОПТИЧЕСКАЯ ХИРАЛЬНОСТЬ В ПЛАНАРНЫХ ПЛАЗМОН-ПОЛЯРИТОННЫХ МЕТАМАТЕРИАЛАХ


Щербаков М. Р., Вабищевич П. П., Добындэ М. И., Сигов А. С.*, Федянин А. А.

Физический факультет, МГУ имени М.В. Ломоносова, Москва, Россия

*Московский институт радиотехники, электроники и автоматики (технический университет), Москва, Россия



Продемонстрированы проявления хиральности в оптическом отклике планарного хирального метаматериала, представляющего собой тонкую серебряную пленку с проделанным в ней массивом «S»-образных наноотверстий.


Из всевозможных хиральных геометрий оптических метаматериалов особый интерес в последнее время уделялся объектам, являющимся хиральными в плоскости. Объект называется хиральным в плоскости, если никакими вращениями и перемещениями его нельзя совместить со своим зеркальным отображением, не перемещая его за пределы этой плоскости. Недавно было экспериментально показано, что плоские наночастицы закрученной формы, лежащие на кварцевой подложке, обладают гигантской оптической активностью, причем знак вращения плоскости поляризации зависит от направления закрученности частиц [1].

Метаматериал, использовавшийся в данной работе, состоял из нанесенной на подложку из плавленого кварца пленки серебра толщиной 150 нм, в которой был проделан упорядоченный массив «S»-образных отверстий. Показано, что такой

метаматериал обладает круговым дихроизмом, величина которого возрастает в спектральной области возбуждения решеточных поверхностных плазмон-поляритонов на границе раздела серебро-воздух. На основании исследования преобразования состояния поляризации плоскополяризованииого света таким метаматериалом сделано заключение о том, что он может быть заменен одноосной анизотропной средой, в которой оптическая ось двулучепреломляющей компоненты матрицы пропускания смещена относительно оптической оси дихроичной компоненты на угол меньший $5^{o}$, знак которого меняется при изменении направления прохождения света через такую среду.

1. M. Kuwata-Gonokami, N. Saito, Y. Ino, M. Kauranen, K. Jefimovs, T. Vallius, J. Turunen, Yu. Svirko, Phys. Rev. Lett., 95, 227401 (2005).

# ФЕМТОСЕКУНДНАЯ КРОСС-КОРРЕЛЯЦИОННАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ФАНО-РЕЗОНАНСОВ В ПЛАЗМОН-ПОЛЯРИТОННЫХ ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛАХ

Вабищевич П. П., Бессонов В. О., Сычев Ф. Ю., Долгова Т. В., Щербаков М. Р., Мишина Е. Д.*, Федянин А. А.
Физический факультет, МГУ имени М.В. Ломоносова, Москва, Россия
*Московский институт радиотехники, электроники и автоматики (технический университет), Москва, Россия

В данной работе экспериментально продемонстрировано увеличение длительности фемтосекундного лазерного импульса при отражении от одномерной металлической дифракционной решетки и показано, что уширение связано с возбуждением на ней бегущих плазмон-поляритонов.

Исследования плазмонных колебаний и бегущих поверхностных плазмон-поляритонов в плазмонных наноструктурах представляют фундаментальный интерес и позволяют решать проблемы, связанные с управлением светом на нанометровых масштабах. С развитием фемтосекундных импульсных лазеров появляется возможность изучать временные характеристики плазмонных колебаний и управлять ими, что открывает широкие перспективы для использования плазмонных наноструктур в качестве сверхбыстрых переключателей, сенсоров и т.п. Когда сверхкороткий лазерный импульс резонансно возбуждает поверхностный плазмон в наноструктуре, временной профиль отраженного и прошедшего через структуру импульса может существенно изменяться в зависимости от характеристик возбуждаемого плазмона [1]. Измеряя временной профиль такого импульса, можно определять времена жизни поверхностных плазмонов [2], находить оптимальные условия эффективного возбуждения плазмонов или следить за распространением плазмонных колебаний, используя зондирующий импульс. Целью данной работы является исследование влияния бегущего плазмон-поляритона, возбуждаемого в одномерном плазмонном кристалле, на временной профиль отраженного импульса.

В качестве источника фемтосекундных импульсов используется перестраиваемый титан-сапфировый лазер с длительностью импульсов 140 фс, в качестве объекта — планарная наноструктура, представляющая собой алюминиевую дифракционную решетку, состоящую из полосок шириной 300 нм, высотой 30 нм и периодом 740 нм. Методом кросс-корреляционной спектроскопии сигнала, отраженного от образца, показано, что длительность отраженного фемтосекундного импульса больше исходной и что уширение увеличивается в спектральной области возбуждения поверхностных плазмон-поляритонов, достигая значения 30 фс.


1. R.V. Andaloro, H.J. Simon, R.T. Deck, *Appl. Opt.,* **33**, 6340 (1994).
2. A.S. Vengurlekar, A. Venu Gopal, T. Ishihara, *Appl. Phys. Lett.,* **89**, 181927 (2006).

# СТЕНДОВЫЕ ДОКЛАДЫ

# СЕКЦИЯ 1. НЕЛИНЕЙНАЯ И КОГЕРЕНТНАЯ ОПТИКА

## ЗАКОНОМЕРНОСТИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПЛОСКИХ ВСТРЕЧНЫХ СВЕТОВЫХ ВОЛН ИЗ МАЛОГО ЧИСЛА КОЛЕБАНИЙ

Е.М. Буяновская, С.А. Козлов
Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

Получено аналитическое интегральное решение уравнений динамики поля взаимодействующих встречных волн в координатах, сопровождающих встречные импульсы. Показано, что временная структура поля импульса из-за взаимодействия со встречным импульсом изменяется так, что больше всего смещаются во времени «нули» поля и не смещаются его экстремумы. «Центр тяжести» спектральной плотности при этом смещается в коротковолновую область. Эффективность этих явлений определяется энергией встречного импульса и не зависит от его длительности, спектральной структуры и т.п.

В работе[1] нами были выведены уравнения, описывающие динамику полей встречных плоских световых волн из малого числа колебаний при их взаимодействии в диэлектрических средах с безынерционной кубической нелинейностью вида:

$$\begin{cases} \dfrac{\partial E_+}{\partial z} + \dfrac{N_0}{c}\dfrac{\partial E_+}{\partial t} - a\dfrac{\partial^3 E_+}{\partial t^3} + b\displaystyle\int_{-\infty}^{t} E_+ dt' + \dfrac{cg}{2N_0}\dfrac{\partial}{\partial t}\left(E_+^3 + 3E_+^2 E_- + 3E_+ E_-^2\right) = 0 & (1а) \\ \dfrac{\partial E_-}{\partial z} - \dfrac{N_0}{c}\dfrac{\partial E_-}{\partial t} + a\dfrac{\partial^3 E_-}{\partial t^3} - b\displaystyle\int_{-\infty}^{t} E_- dt' - \dfrac{cg}{2N_0}\dfrac{\partial}{\partial t}\left(E_-^3 + 3E_-^2 E_+ + 3E_- E_+^2\right) = 0, & (1б) \end{cases}$$

где $E_+(z,t)$ - поле волны, распространяющейся в положительном направлении оси $z$, $E_-(z,t)$ - волны, распространяющейся ей навстречу; $t$ - время, $c$ - скорость света в вакууме; $N_0, a, b$ - параметры, характеризующие нерезонансную зависимость показателя преломления среды от частоты $\omega$, $g = \dfrac{4\pi\chi}{c^2}$ - описывает нелинейность ее поляризационного отклика $P_{нл} = \chi E^3$, $\chi$ - нелинейная восприимчивость среды.

Запишем систему уравнений (1) в сопровождающих встречные световые импульсы координатах $u = z - t$ и $v = z + t$, в которых они примут вид (при этом для простоты, но без ограничения общности, будем рассматривать среду без дисперсии линейного показателя преломления):

$$\begin{cases} \dfrac{\partial E_+}{\partial v} + \dfrac{G}{4}\left[\dfrac{\partial}{\partial v}\left(E_+^3 + 3E_+^2 E_- + 3E_+ E_-^2\right) - \dfrac{\partial}{\partial u}\left(E_+^3 + 3E_+^2 E_- + 3E_+ E_-^2\right)\right] = 0 \\ \dfrac{\partial E_-}{\partial u} - \dfrac{G}{4}\left[\dfrac{\partial}{\partial v}\left(E_-^3 + 3E_-^2 E_+ + 3E_- E_+^2\right) - \dfrac{\partial}{\partial u}\left(E_-^3 + 3E_-^2 E_+ + 3E_- E_+^2\right)\right] = 0 \end{cases} \quad (2)$$

где $G = \dfrac{c^2 g E_{\max}^2}{N_0^2} = \dfrac{4\pi\chi E_{\max}^2}{N_0^2}$, $E_{\max}$ - максимальное значение поля излучения, определяемое граничными (или начальными) условиями.

Хотя интенсивность встречных световых волн, при которой не будет наблюдаться разрушения вещества, из-за их предельно коротких длительностей может быть весьма велика, но результаты их столкновения все-таки очень сильными быть не могут из-за скоротечности взаимодействия. Поэтому естественным методом решения уравнений (2) является метод последовательных приближений Пикара, в котором малым параметром является $G$. В соответствии с техникой последовательных приближений ищем решение уравнения (2) в виде

$$\begin{cases} E_+ = E_+^{(0)} + GE_+^{(1)} + G^2 E_+^{(2)} + \ldots & (3а) \\ E_- = E_-^{(0)} + GE_-^{(1)} + G^2 E_-^{(2)} + \ldots & (3б) \end{cases}$$

В представлении (3) система уравнений (2) примет вид

$$\begin{cases} \dfrac{\partial E_+^{(0)}}{\partial v} = 0 \\ \dfrac{\partial E_-^{(0)}}{\partial u} = 0, \end{cases} \quad (4)$$

$$\begin{cases} \dfrac{\partial E_+^{(1)}}{\partial v} + \dfrac{1}{4}\left[\dfrac{\partial}{\partial v}\left(E_+^{(0)3} + 3E_+^{(0)2} E_-^{(0)} + 3E_+^{(0)} E_-^{(0)2}\right) - \dfrac{\partial}{\partial u}\left(E_+^{(0)3} + 3E_+^{(0)2} E_-^{(0)} + 3E_+^{(0)} E_-^{(0)2}\right)\right] = 0 \\ \dfrac{\partial E_-^{(1)}}{\partial u} - \dfrac{1}{4}\left[\dfrac{\partial}{\partial v}\left(E_+^{(0)3} + 3E_+^{(0)2} E_-^{(0)} + 3E_+^{(0)} E_-^{(0)2}\right) - \dfrac{\partial}{\partial u}\left(E_+^{(0)3} + 3E_+^{(0)2} E_-^{(0)} + 3E_+^{(0)} E_-^{(0)2}\right)\right] = 0, \end{cases} \quad (5)$$

Решение системы (4) имеет вид:

$$\begin{cases} E_+^{(0)}(u,v) = E_+^{(0)}(u) \\ E_-^{(0)}(u,v) = E_-^{(0)}(v), \end{cases} \quad (6)$$

а системы (5)

$$\begin{cases} E_+^{(1)}(u,v)-E_+^{(1)}(u,v_0)=-\dfrac{1}{4}\left[\begin{array}{l} 3E_+^{(0)^2}\int\limits_{v_0}^{v}E_-^{(0)}dv+3E_+^{(0)}\int\limits_{v_0}^{v}E_-^{(0)^2}dv-(v-v_0)\dfrac{\partial E_+^{(0)^3}}{\partial u}- \\ -3\dfrac{\partial E_+^{(0)^2}}{\partial u}\int\limits_{v_0}^{v}E_-^{(0)}dv-3\dfrac{\partial E_+^{(0)}}{\partial u}\int\limits_{v_0}^{v}E_-^{(0)^2}dv \end{array}\right]+const(u) \\ E_-^{(1)}(u,v)-E_-^{(1)}(u_0,v)=\dfrac{1}{4}\left[\begin{array}{l} (u-u_0)\dfrac{\partial E_-^{(0)^3}}{\partial v}+3\dfrac{\partial E_-^{(0)^2}}{\partial v}\int\limits_{u_0}^{u}E_+^{(0)}du+3\dfrac{\partial E_-^{(0)}}{\partial v}\int\limits_{u_0}^{u}E_+^{(0)^2}du- \\ -3E_-^{(0)^2}\int\limits_{u_0}^{u}E_+^{(0)}du-3E_-^{(0)}\int\limits_{u_0}^{u}E_+^{(0)^2}du \end{array}\right]+const(v) \end{cases} \tag{7}$$

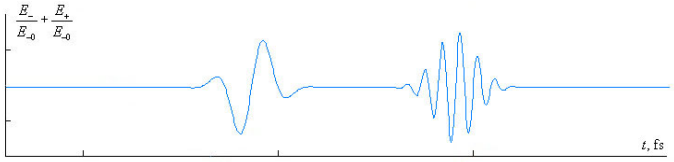
Полученные решения проиллюстрируем для частного случая воздействия высокоинтенсивного импульса вида:

$$E_-(\tau,z)=\exp\left(-\frac{\left(\tau+\frac{2}{V}z'\right)^2}{\tau_-^y}\right)\sin\left(\frac{\omega_-}{\omega_+}\left(\tau+\frac{2}{V}z'\right)\right) \tag{8}$$

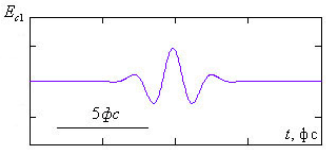
на низкоинтенсивный импульс

$$E_+(\tau)=\exp\left(-\frac{\tau^2}{\tau_+^2}\right)\sin(\tau), \tag{9}$$

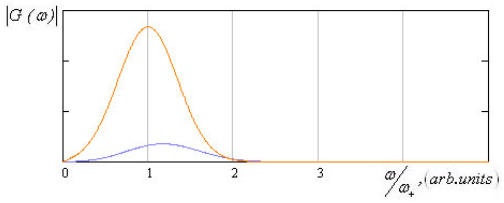
где $\omega_-,\omega_+$ – центральные частоты взаимодействующих импульсов, $\tau_+=\omega_+\tau_{+0}$, $\tau_-=\omega_+\tau_{-0}, \tau_{+0},\tau_{-0}$ - исходные длительности импульсов. На рис.1 представлена временная эволюция электрического поля взаимодействующих импульсов, характерная добавка к низкоинтенсивному импульсу, полученная в результате взаимодействия, а также ее спектр для случая взаимодействия низкоинтенсивного импульса из всего одного полного колебания оптического поля без фазовой модуляции (что типично, например, для широкополосного излучения, генерируемого фемтосекундными импульсами в ТГц области) с высокочастотным высокоинтенсивным ( $\omega_-=3\omega_+(\lambda_+=2340\,nm,\lambda_-=780\,nm)$, $\tau_{+0},=\tau_{-0}=5\,fs$ ).




а)




б)




в)

**Рис. 1** Иллюстрации результатов взаимодействия для импульсов с параметрами:
$\omega_- = 3\omega_+ (\lambda_+ = 2340\,nm, \lambda_- = 780\,nm),\ \ \tau_{+0}, = \tau_{-0} = 5\,fs$.

а) Динамика электрического поля взаимодействующих импульсов б) Добавка к низкоинтенсивному импульсу в) Спектр добавки


1. Буяновская Е.М., Козлов С.А. Динамика полей встречных световых импульсов из малого числа колебаний в нелинейных диэлектрических средах, Письма в ЖЭТФ, 2007, Т. 86, В. 5-6, С. 349-353.


# ЭВОЛЮЦИЯ ДЛИТЕЛЬНОСТИ ГАУССОВОГО НА ВХОДЕ В СРЕДУ ИМПУЛЬСА ИЗ МАЛОГО ЧИСЛА КОЛЕБАНИЙ В ПРОЗРАЧНОЙ ОПТИЧЕСКОЙ СРЕДЕ


Капойко Ю.А.
СПбГУ ИТМО



Получены аналитические соотношения в элементарных функциях для скорости дисперсионного расплывания в оптической среде гауссовых на входе в неё световых импульсов из малого числа колебаний со спектром в области нормальной групповой дисперсии. Показано, что при уменьшении числа колебаний в импульсе его групповая скорость отличается от прогнозируемой для квазимонохроматических импульсов.

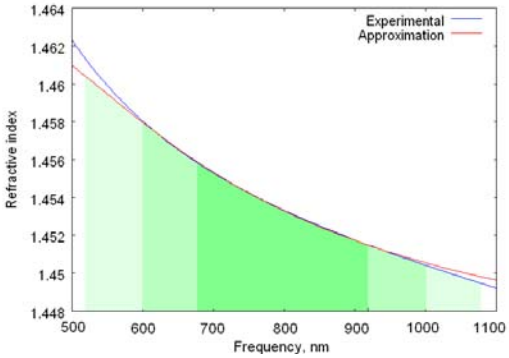

Эволюция электрического поля $E$ импульса с континуумным спектром, попадающим в диапазон прозрачности оптической среды, может быть описана уравнением [1]

$$\frac{\partial \vec{E}}{\partial z} + \frac{N_0}{c}\frac{\partial \vec{E}}{\partial t} - a_1 \frac{\partial^3 \vec{E}}{\partial t^3} + a_2 \frac{\partial^5 \vec{E}}{\partial t^5} - ... = 0\,, \qquad (1)$$

где z - направление распространения волны, t - время, c - скорость света в вакууме, $N_0$ и $a_i$ ($i$ = 1,2,…) – эмпирические параметры, характеризующие зависимость показателя преломления среды от частоты ω вида

$$n(\omega) = N_0 + a_1 \cdot c\omega^2 + a_2 \cdot c\omega^4 + ... \qquad (2)$$

Значения параметров $N_0$, $a_1$, $a_2$, … для кварцевого стекла приведены в таблице.




| Функция | Константы | Диапазон |
|---|---|---|
| $n(\omega) = N_0 + a_1 \cdot c\omega^2$ | *N0*=1.4465<br>a1=0.4060 10-41м/с3 | 680...920 нм |
| $n(\omega) = N_0 + a_1 \cdot c\omega^2 + a_2 \cdot c\omega^4$ | *N0*=1.4449<br>a1=0.5814 10-41м/с3<br>a2=-0.1401 10-72м/с5 | 600...1000 нм |
| $n(\omega) = N_0 + a_1 \cdot c\omega^2 + a_2 \cdot c\omega^4 + a_3 \cdot c\omega^6$ | *N0*=1.4435<br>a1=0.7872 10-41м/с3<br>a2=-0.4353 10-72м/с5<br>a3=2.53 10-104м/с7 | 520...1080 нм |

Таблица. Значения параметров $N_0$, $a_1$, $a_2$, зависимости (2), описывающие дисперсию показателя преломления кварцевого стекла в указанном спектральном диапазоне с точностью $10^{-4}$

В работе рассмотрены скорость движения «центра масс» импульса [1]

$$\frac{d<t>}{dz} = \frac{2}{W}\int_{-\infty}^{\infty} tE\left(\frac{N_0}{c}\frac{\partial \vec{E}}{\partial t} - a_1\frac{\partial^3 \vec{E}}{\partial t^3} + a_2\frac{\partial^5 \vec{E}}{\partial t^5} - a_3\frac{\partial^7 \vec{E}}{\partial t^7}\right)dt\,, \qquad (3)$$

где $<t>=\frac{1}{W}\int_{-\infty}^{\infty} tE^2 dt$ - момент распределения поля E первого порядка, W – энергия импульса; и скорость дисперсионного расплывания импульса [1]

$$D = \frac{1}{2}\frac{d^2<t^2>}{dz^2} - \left(\frac{d<t>}{dz}\right)^2, \qquad (4)$$

\где $<t^2>=\frac{1}{W}\int_{-\infty}^{\infty} t^2E^2 dt$ - момент распределения поля E второго порядка, второе слагаемое

$$\frac{d^2<t^2>}{dz^2} = \frac{2N_0^2}{c^2} + \frac{4N_0}{Wc}\int_{-\infty}^{\infty} A dt + \frac{2}{W}\int_{-\infty}^{\infty} t^2 AB dt + \frac{2}{W}\int_{-\infty}^{\infty} t^2 E\left(a_1\frac{\partial^3 B}{\partial t^3} + a_2\frac{\partial^5 B}{\partial t^5} + a_3\frac{\partial^7 B}{\partial t^7}\right)dt \qquad (5)$$

причём

$$A = a_1\frac{\partial^3 E}{\partial t^3} - a_2\frac{\partial^5 E}{\partial t^5} + a_3\frac{\partial^7 E}{\partial t^7}\,,\ B = -\frac{N_0}{c}\frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + A\,.$$

Необходимо отметить, что все интегралы как (4), так и (5) являются интегралами движения (1).

Как показано в [1], квадрат длительности импульса может быть представлен как

$$\tau^2 = \tau_0^2 + \left(\frac{d<t>}{dz}\right)_0 z + Dz^2\,. \qquad (6)$$

Для входного гауссового импульса $E = E_0 \cdot e^{-t^2/t_0^2}\sin(\omega_0 t)$ скорость движения

$$\frac{d<t>}{dz}=\frac{1}{c}\left(N_0-3\Delta n_{дисп,1}\frac{1+\omega_0^2t_0^2-e^{-\omega_0^2t_0^2/2}}{\omega_0^2t_0^2\left(1-e^{-\omega_0^2t_0^2/2}\right)}-5\Delta n_{дисп,2}\frac{3+6\omega_0^2t_0^2+\left(\omega_0^2t_0^2\right)^2-3e^{-\omega_0^2t_0^2/2}}{\left(\omega_0^2t_0^2\right)^2\left(1-e^{-\omega_0^2t_0^2/2}\right)}-\right.$$

$$\left.7\Delta n_{дисп,3}\frac{15+45\omega_0^2t_0^2+15\left(\omega_0^2t_0^2\right)^2+\left(\omega_0^2t_0^2\right)^3-15e^{-\omega_0^2t_0^2/2}}{\left(\omega_0^2t_0^2\right)^3\left(1-e^{-\omega_0^2t_0^2/2}\right)}\right), \qquad (6)$$

а скорость дисперсионного расплывания (для случая $a_3 = 0$ ; $q = \omega_0 t_0$)

$$D=\frac{a_1N_0\left[\left(-q^4+12q^2+15\right)e^{q^2}+\left(q^4-15q^2-30\right)e^{q^2/2}+3q^2+15\right]}{2ct_0^2\left(e^{q^2/2}-1\right)^2}+$$

$$+\frac{a_2N_0\left[\left(q^6-25q^4-195q^2-105\right)e^{q^2}-\left(q^6+25q^4+210q^2+210\right)e^{q^2/2}-15q^2-105\right]}{2ct_0^4\left(e^{q^2/2}-1\right)^2}+$$

$$+\frac{a_1^2\left[\left(q^6-15q^4-63q^2-39\right)e^{q^2}-\left(q^6+3q^4-78q^2+78\right)e^{q^2/2}-15q^2-39\right]}{2t_0^4\left(e^{q^2/2}-1\right)^2}+$$

$$+\frac{a_1a_2\left[\left(-2q^8+56q^6+780q^4+2040q^2+750\right)e^{q^2}+\left(2q^8+4q^6-420q^4-2250q^2-1500\right)e^{q^2/2}-210q^2-750\right]}{2t_0^6\left(e^{q^2/2}-1\right)^2}+$$

$$+\frac{a_2^2\left[\left(q^{10}-45q^8-1090q^6-7350q^4-13875q^2-3705\right)e^{q^2}-\left(q^{10}+5q^8-490q^6-5550q^4-14820q^2-7410\right)e^{q^2/2}-945q^2-3705\right]}{2t_0^8\left(e^{q^2/2}-1\right)^2} \qquad (7)$$


1. Козлов С.А., Самарцев В.В. *Оптика фемтосекундных лазеров.* - СПб, СПбГУ ИТМО, 2007. - 218с.


# ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПАРАКСИАЛЬНЫХ СВЕТОВЫХ ВОЛН ИЗ МАЛОГО ЧИСЛА КОЛЕБАНИЙ ПРИ ИХ ВСТРЕЧНОМ РАСПРОСТРАНЕНИИ В НЕЛИНЕЙНОЙ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ СРЕДЕ


Корешков К. С.

Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики



Получены аналитические выражения для скорости изменения спектра излучения, генерируемого на комбинационных частотах при взаимодействии двух встречных параксиальных световых волн из малого числа колебаний в нелинейной диэлектрической среде.


Динамика поля $\vec{E}$ параксиальных световых волн с широким временным спектром, в том числе из малого числа колебаний, в нелинейной диэлектрической среде может быть описана уравнением [1]:

$$\Delta\vec{E} - \frac{N_0{}^2}{c^2}\frac{\partial^2\vec{E}}{\partial t^2} + \frac{2N_0}{c}a\frac{\partial^4\vec{E}}{\partial t^4} - 2\frac{N_0}{c}b\vec{E} - \frac{\varepsilon_{nl}}{c^2}\frac{\partial^2(\vec{E}\cdot\vec{E})\vec{E}}{\partial t^2} = 0\,, \qquad (1)$$

где $N_0$, $a$, $b$ – эмпирические константы, характеризующие дисперсию линейного показателя преломления среды

$$n^2(\omega) = N_0{}^2 + 2cN_0a\omega^2 - 2cN_0b\frac{1}{\omega^2}\,, \qquad (2)$$

$\varepsilon_{nl}$ – коэффициент нелинейной диэлектрической проницаемости, $\Delta$ – лапласиан, $t$ – время, а $c$ – скорость света в вакууме.

В настоящей работе показано, что для пространственно-временного спектра оптического излучения $\vec{G}(\omega,k_x,k_y,z) = \int\int\int_{-\infty}^{+\infty}\vec{E}(t,x,y,z)e^{i(\omega t - k_x x - k_y y)}dtdxdy$, (3)

где $\omega$, $k_x$, $k_y$ – частоты временного и пространственного спектра световых волн, $z$ – направление, вдоль которого они распространяются, уравнение (1) принимает вид:

$$\frac{d^2\vec{G}}{dz^2} + k_z{}^2\vec{G} + \frac{\varepsilon_{nl}\omega^2}{c^2(2\pi)^6}\iiint\int_{-\infty}^{+\infty}\iiint\vec{G}(\omega-\omega'-\omega'',k_x-k_x'-k_x'',k_y-k_y'-k_y'')\times \qquad (4)$$

$$\vec{G}(\omega',k_x',k_y')\times\vec{G}(\omega'',k_x'',k_y'')d\omega'dk_x'dk_y'd\omega''dk_x''dk_y'' = 0,$$

где $k_z{}^2 = \frac{\omega^2}{c^2}n^2(\omega) - (k_x{}^2 + k_y{}^2)$.

Решение (5) в работе искали методом итераций в виде ряда:

$$G(z) = G_0(z) + \mu G_1(z) + \mu^2 G_2(z) + \ldots\,, \qquad (5)$$

где $\mu = \frac{\varepsilon_{nl}}{N_0{}^2}\omega_0{}^2 G_0{}^2 k_0{}^4$ – параметр малости.

Нулевая итерация находится просто и имеет вид:

$$\vec{G} = \vec{C}_1{}^{(0)}e^{ik_z z} + \vec{C}_2{}^{(0)}e^{-ik_z z}\,, \qquad (6)$$

где $\vec{C}_1{}^{(0)}(k_x,k_y,\omega)$ и $\vec{C}_2{}^{(0)}(k_x,k_y,\omega)$ определяются из граничных условий.

В следующей итерации, учитывающей нелинейность диэлектрической среды, получаем:

$$\vec{G}^{(1)}(z) = \vec{C}_1{}^{(1)}(z)e^{ik_z z} + \vec{C}_2{}^{(1)}(z)e^{-ik_z z} \qquad (7),$$

где коэффициенты $\vec{C}_1{}^{(1)}$ и $\vec{C}_2{}^{(1)}$ есть решение системы:

$$\begin{cases} \dfrac{d\vec{C}_1{}^{(1)}(z)}{dz} = \dfrac{i}{2k_z}e^{-ik_z z}S(G_0,\omega,k_x,k_y) \\ \dfrac{d\vec{C}_2{}^{(1)}(z)}{dz} = \dfrac{-i}{2k_z}e^{ik_z z}S(G_0,\omega,k_x,k_y) \end{cases} \qquad (8)$$

$$\text{где } S(G_0,\omega,k_x,k_y) = \frac{1}{(2\pi)^6}\iiint\int_{-\infty}^{+\infty}\iiint\vec{G}_0(\omega-\omega'-\omega'',k_x-k_x'-k_x'',k_y-k_y'-k_y'')\times \qquad (9)$$

$$\times\vec{G}_0(\omega',k_x',k_y')\times\vec{G}_0(\omega'',k_x'',k_y'')d\omega'dk_x'dk_y'd\omega''dk_x''dk''$$

Для волн вида диспергирующих и дифрагирующих гауссовых встречных световых пучков разной центральной временной частоты, для пространственно-временных спектров которых

$$\vec{C}_1^{(0)} = E_{01}\frac{\rho_{01}^{\ 2}\tau_{01}\pi^{3/2}}{2i}e^{-\frac{k_x^{\ 2}+k_y^{\ 2}}{4}\rho_{01}^{\ 2}}e^{-\frac{(\omega-\omega_{01})^2}{4}\tau_{01}^{\ 2}} \quad \text{– на границе z=0}$$

$$\vec{C}_2^{(0)}e^{-ik_zL} = E_{02}\frac{\rho_{02}^{\ 2}\tau_{02}\pi^{3/2}}{2i}e^{-\frac{k_x^{\ 2}+k_y^{\ 2}}{4}\rho_{02}^{\ 2}}e^{-\frac{(\omega-\omega_{02})^2}{4}\tau_{02}^{\ 2}} \quad \text{– на границе z=L}$$

где $E_{01}$, $E_{02}$ – амплитудные, $\rho_{01}$, $\rho_{02}$ – поперечные, а $\tau_{01}$, $\tau_{02}$ – временные размеры встречных световых пучков.

Получено, что скорость изменения спектра имеет следующую зависимость от этих параметров:

$$S = \frac{\pi^{15/2}E_{01}^2E_{02}\rho_{01}^4\rho_{02}^2\tau_{01}^2\tau_{02}e^{-\frac{4\omega_{01}^2\tau_{01}^2+3\omega_{02}^2\tau_{02}^2}{4}}e^{-\left(k_x^2+k_y^2\right)\frac{2\rho_{01}^2+\rho_{02}^2}{8}}e^{-\left(k_x^2+k_y^2\right)\frac{iz}{2}}}{(2i)^3\left(\left(\rho_{01}^2+\frac{1}{2}\rho_{02}^2+2iz\right)^3+\left(\rho_{01}^2+\frac{1}{2}\rho_{02}^2+2iz\right)^2\right)}\times$$

$$\times\frac{e^{\omega\frac{\omega_{01}^2\tau_{01}^2+\omega_{02}^2\tau_{02}^2}{2}+\omega^2\frac{\tau_{01}^2+\tau_{02}^2}{4}}e^{\omega^2\frac{N_0^2}{c^2}}e^{-\frac{6N_0b}{c}iz}}{\sqrt{\left(2\frac{N_0^2}{c^2}iz-\frac{3}{4}\tau_{01}^2-\frac{1}{2}\tau_{02}^2\right)\left(2\frac{N_0^2}{c^2}iz-\frac{1}{2}\tau_{01}^2-\frac{1}{2}\tau_{02}^2+\frac{1}{4}\tau_{01}^4+\frac{1}{2}\tau_{01}^2\tau_{02}^2+\frac{1}{4}\tau_{02}^4\right)}}\times$$

$$\times e^{\frac{\left(\frac{\omega(\tau_{01}^2+\tau_{02}^2)}{2}-2\frac{N_0^2}{c^2}\omega iz+\frac{1}{4\left(2\frac{N_0^2}{c^2}iz-\frac{3}{4}\tau_{01}^2-\frac{1}{2}\tau_{02}^2\right)}\left(2\frac{N_0^2}{c^2}(\tau_{01}^2+\tau_{02}^2)\omega iz-\frac{\omega_{01}+\omega}{2}\tau_{01}^4+\frac{2\omega_{02}+\omega}{2}\tau_{02}^4+\left(\omega_{02}-\omega-\frac{\omega_{01}}{2}\right)\tau_{01}^2\tau_{02}^2\right)\right)}{4\left(2\frac{N_0^2}{c^2}iz-\frac{1}{2}\tau_{01}^2-\frac{1}{2}\tau_{02}^2+\frac{1}{4}\tau_{01}^4+\frac{1}{2}\tau_{01}^2\tau_{02}^2+\frac{1}{4}\tau_{02}^4\right)}}\times$$

$$\times e^{\frac{\left(k_x^2+k_y^2\right)\left(\left(\rho_{01}^2+\frac{1}{2}\rho_{02}^2+2iz\right)^2+4\left(\rho_{01}^2+\frac{1}{2}\rho_{02}^2+2iz\right)^3+\left(\rho_{01}^2+\frac{1}{2}\rho_{02}^2+2iz\right)^4\right)}{4\left(\left(\rho_{01}^2+\frac{1}{2}\rho_{02}^2+2iz\right)+\left(\rho_{01}^2+\frac{1}{2}\rho_{02}^2+2iz\right)^2\right)}}e^{-\frac{\omega}{2}\left(\omega_{01}\tau_{01}^4+\omega_{01}\tau_{01}^2\tau_{02}^2-2\omega_{02}\tau_{01}^2\tau_{02}^2+2\omega_{02}\tau_{02}^4\right)-\omega^2\left(\frac{1}{4}\tau_{01}^4+\frac{1}{2}\tau_{01}^2\tau_{02}^2+\frac{1}{4}\tau_{02}^4-4\frac{N_0^4}{c^4}z^2\right.}$$

$$\times e^{-\frac{\omega_{01}^2\tau_{01}^4}{2}+\omega_{01}\omega_{02}\tau_{01}^2\tau_{02}^2-\omega_{02}^2\tau_{02}^4}e^{2\frac{N_0^2}{c^2}iz\left(\omega_{01}\omega\tau_{01}^2+\omega^2\left(\tau_{01}^2+\tau_{02}^2\right)-2\omega_{02}\omega\tau_{02}^2\right)}$$


1. С.А. Козлов, С.В. Сазонов. *Нелинейное распространение импульсов длительностью в несколько колебаний светового поля в диэлектрических средах*. – *ЖЭТФ*, **т. 111, в. 2**, с. 404-418, 1997


## ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ СУПЕРПОЗИЦИОННЫХ СУПЕРКОНТИННУМОВ С ЛИНЕЙНОЙ ФАЗОВОЙ МОДУЛЯЦИЕЙ РАЗНОГО СПЕКТРАЛЬНОГО СОСТАВА


А.Н. Цыпкин, А.А. Дроздов

Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

Проанализирована интерференция фемтосекундных световых импульсов с сильной линейной фазовой модуляцией разного спектрального состава. Экспериментально показано, что при такой интерференции формируется квазидискретный спектральный суперконтинуум, которому соответствует терагерцовая последовательность импульсов из малого числа колебаний светового поля.

Фемтосекундные импульсы могут распространяться в диэлектрических средах без разрушения вещества (по крайней мере, за сверхкороткую длительность импульса), при интенсивностях излучения, превышающих $10^{13}$ Вт/см$^2$ [1]. Это позволяет наблюдать некоторые нелинейные явления, например, генерация спектрального суперконтинуума[2].

В области нормальной групповой дисперсии диэлектрика сверхуширение спектра фемтосекундного светового импульса реализуется за счет фазовой самомодуляции, которая на выходе из среды может оказаться близкой к линейной[3]. В работах [4,5] было показано, что при распространении в нелинейной диэлектрической среде с нормальной групповой дисперсией двух импульсов при их взаимодействии может формироваться квазидискретный спектральный суперконтинуум, который можно использовать в оптических системах сверхбыстрой передачи информации. Также была рассмотрена возможность ее применения в системах сверхбыстрой передачи информации.

В работе [6] были теоретически определены параметры фазовой модуляции для фемтосекундных импульсов Ti:сапфирового лазера. Показано, что квазидискретный спектральный суперконтинуум, которому соответствует последовательность сверхкоротких оптических сигналов с терагерцовой частотой повторения, удобно получать при интерференции излучения на выходе нелинейной среды [7].

В настоящей работе показано получение квазидискретного суперконтинуума с линейной фазовой модуляцией разного спектрального состава. Также в настоящей работе экспериментально показано, что в результате интерференции двух фемтосекундных импульсов из малого числа колебаний светового поля с сильной линейной фазовой модуляцией может образовываться квазидискретный спектральный суперконтинуум.

На рис. 1 приведены значения частоты повторения сверхкоротких импульсов во временной последовательности для суперконтинуумов с разным спектральным составом с длительностью $\tau$ = 60 фс, с коэффициентом фазовой модуляции $\alpha = 0.04 \cdot \omega_0\, c^{-1}$, в зависимости от временной задержки $\Delta\tau$. Из рис. 1 видно, что частота повторения импульсов для первой и второй гармоник практически совпадает. Это связанно с тем, что центральная частота второй гармоники в 2 раза больше, чем у первой, а коэффициент фазовой модуляции примерно во столько же раз меньше.

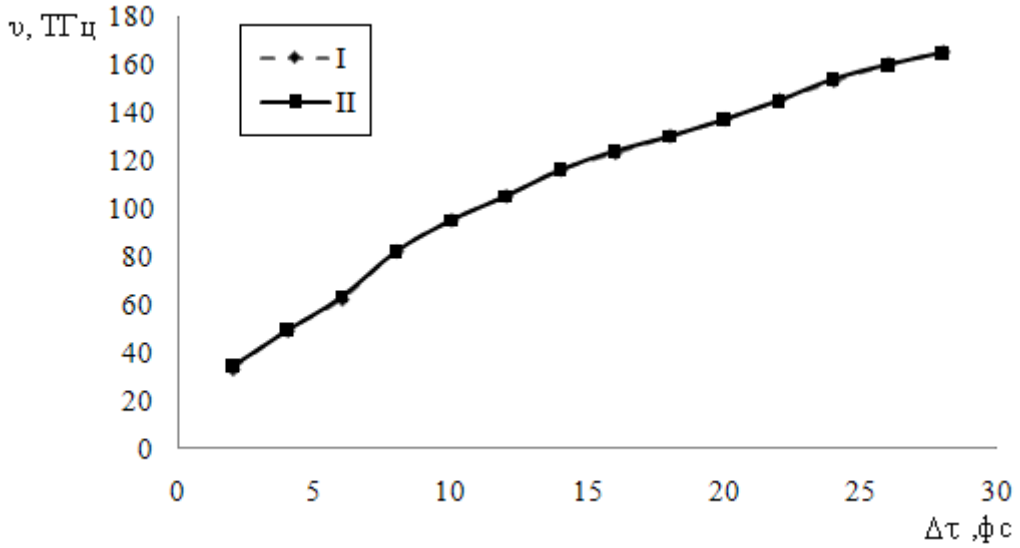
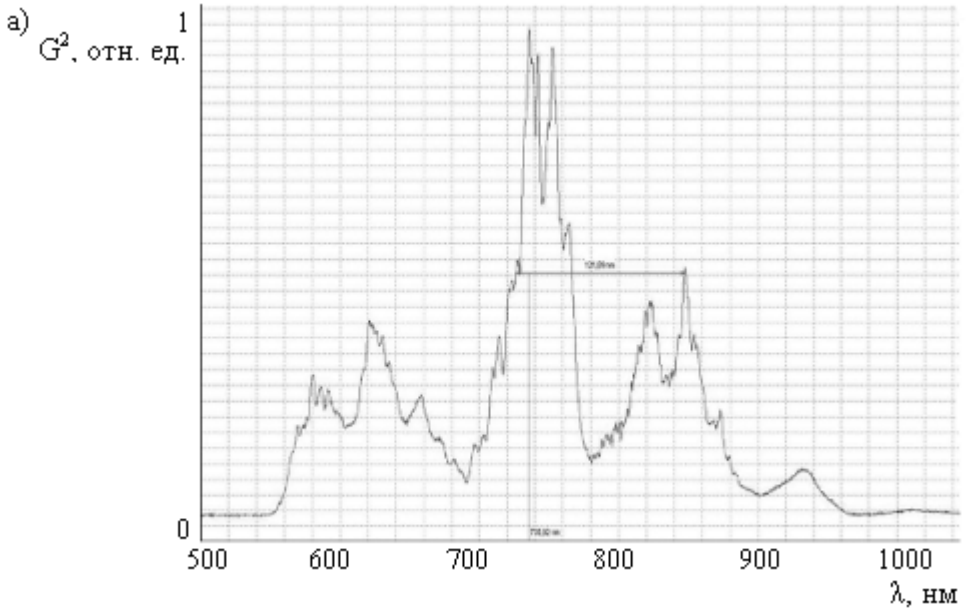



**Рис. 1.** Зависимость частоты повторения импульсов υ от временной задержки Δτ, для фемтосекундных импульсов с линейной фазовой модуляцией разного спектрального состава: I – первая гармоника Ti:сапфирового лазера, II – вторая гармоника Ti:сапфирового лазера

На рис. 2а представлен суперконтинуум, сгенерированный в микроструктурированном волокне с помощью волоконного лазера EFOA-SH, а на рис. 2б интерференция данного суперконтинуума, реализованная с использованием интерферометра Фабри-Перо. Временная задержка между интерферирующими фазомодулированными импульсами составила порядка 400 фс. Из рис. 3 видно, что при интерференции двух фемтосекундных импульсов образуется квазидискретный спектральный суперконтинуум. Увеличение входной длительности импульса при одной и той же интенсивности излучения приводит к увеличению соответствующего расстояния и уменьшению фазовой модуляции. При этом второй гармонике требуется несколько меньший отрезок волокна для достижения квазилинейной зависимости модуляции.



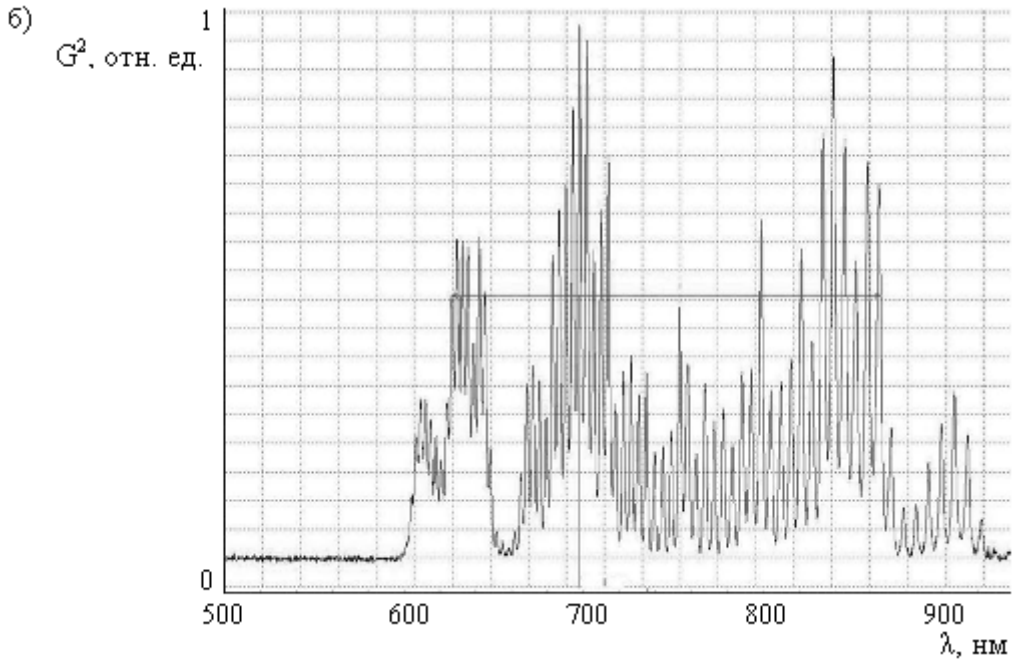



**Рис. 2.** а – суперконтинуум, сгенерированный в МС волокне с помощью волоконного лазера EFOA-SH, б – квазидискретный суперконтинуум


1. L. Sudrie, A. Couairon, M. Franko, *Phys. Rev. Lett*., **89**, №18, 1-4, (2002).
2. A. Brodeur, S.L. Chin, *J. Opt. Soc. Am. B*., **16**, №4, 637-650, (1999).
3. В.Г. Беспалов, С.А. Козлов, А.Н. Сутягин, Ю.А. Шполянский, *Оптический журнал*, **65**, №10, 85-88, (1998).
4. Бахтин М.А., Козлов С.А., *Оптика и спектроскопии,*. **98, №**3, 425-430, (2005).
5. Bakhtin M.A., Kozlov S.A*., Optical Memory and Neural Network,* **15**, №1. 1-10, (2006).
6. Н.Р. Белашенков, А.А. Дроздов, С.А. Козлов, Ю.А. Шполянский, А.Н. Цыпкин, *Оптический журнал*, **75**, №10, 3-7, (2008).
7. А.А. Дроздов, А.Н. Цыпкин, *Научно-технический вестник СПбГУ ИТМО,* выпуск 52, 3-11, (2008).


# ФАЗОВАЯ МОДУЛЯЦИЯ ФЕМТОСЕКУНДНЫХ СВЕТОВЫХ ИМПУЛЬСОВ РАЗНОГО СПЕКТРАЛЬНОГО СОСТАВА СО СПЕКТРАМИ, СВЕРХУШИРЕННЫМИ В ДИЭЛЕКТРИКАХ С НОРМАЛЬНОЙ ГРУППОВОЙ ДИСПЕРСИЕЙ


А.А. Дроздов, А.Н. Цыпкин

Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

Проанализированы закономерности фазовой самомодуляции фемтосекундных световых импульсов разного спектрального состава в диэлектрической среде с нормальной групповой дисперсией и кубической безинерционной нелинейностью. Показано, что при разных входных длительностях и интенсивностях световых импульсов на определенных расстояниях их фазовая модуляция становится близкой к линейной, и это позволяет при их интерференции получать регулярную последовательность сверхкоротких импульсов с терагерцовой частотой повторения.

Распространение фемтосекундного излучения в оптических средах без разрушения вещества (по крайней мере, за сверхкороткую длительность импульса) оказалось возможным при больших интенсивностях, чем для более длинных импульсов [1]. Это привело к возможности свободно наблюдать нелинейные явления, которые в поле импульсов больших длительностей наблюдаются редко. Например, необычное даже в пикосекундной оптике явление генерации спектрального суперконтинуума для фемтосекундных импульсов наблюдается практически во всех прозрачных средах[2].

Фемтосекундному спектральному суперконтинууму, генерируемому в области аномальной групповой дисперсии диэлектрических сред, обычно соответствует сложная временная структура светового импульса, возникающая в результате обрушения ударных волн, содержащая солитоны [3] и т.п. При распространении лазерного импульса в области нормальной групповой дисперсии диэлектрика сверхуширение спектра можно получить за счёт очень сильной, но обычной фазовой самомодуляции. Причём на выходе из среды эта фазовая модуляция может оказаться близкой к линейной [4]. В работе [5] было показано, что при интерференции фемтосекундных световых импульсов с сильной квазилинейной фазовой модуляцией формируется квазидискретный спектральный суперконтинуум, которому соответствует терагерцовая последовательность импульсов из малого числа колебаний светового поля. Также была рассмотрена возможность ее применения в системах сверхбыстрой передачи информации.

В настоящей работе методами численного моделирования [6] определены расстояния, которые должен пройти фемтосекундный импульс с исходной центральной длиной волны $\lambda_0 = 2\pi c/\omega_0 = 390$ нм в нелинейной диэлектрической среде для установления квазилинейной фазовой модуляции, а также параметры этой модуляции в зависимости от входной длительности и интенсивности импульса. При численном моделировании параметры входного импульса и кварцевого волокна предполагались такими же, как и в работе [6], чтобы была возможность сравнить закономерности фазовой модуляции фемтосекундных импульсов для первой и второй гармоник Ti:сапфирового лазера.

На рис. 1 приведены значения расстояний, на которых “мгновенная” частота колебаний в импульсе (его фазовая модуляция) $\omega_{мгн} = 2\pi/T_{мгн}$ начинает экстраполироваться линейным законом, в зависимости от входной пиковой интенсивности излучения для различных начальных длительностей импульса для обеих гармоник. Линейная зависимость “мгновенной” частоты определяется соотношением:

$$\omega_{мгн}(\tau) = \omega_0\left(1 + \alpha(\tau - \tau_0)\right), \qquad (1)$$

где $\tau_0$ - параметр, имеющий размерность времени, $\alpha$ - коэффициент фазовой модуляции.

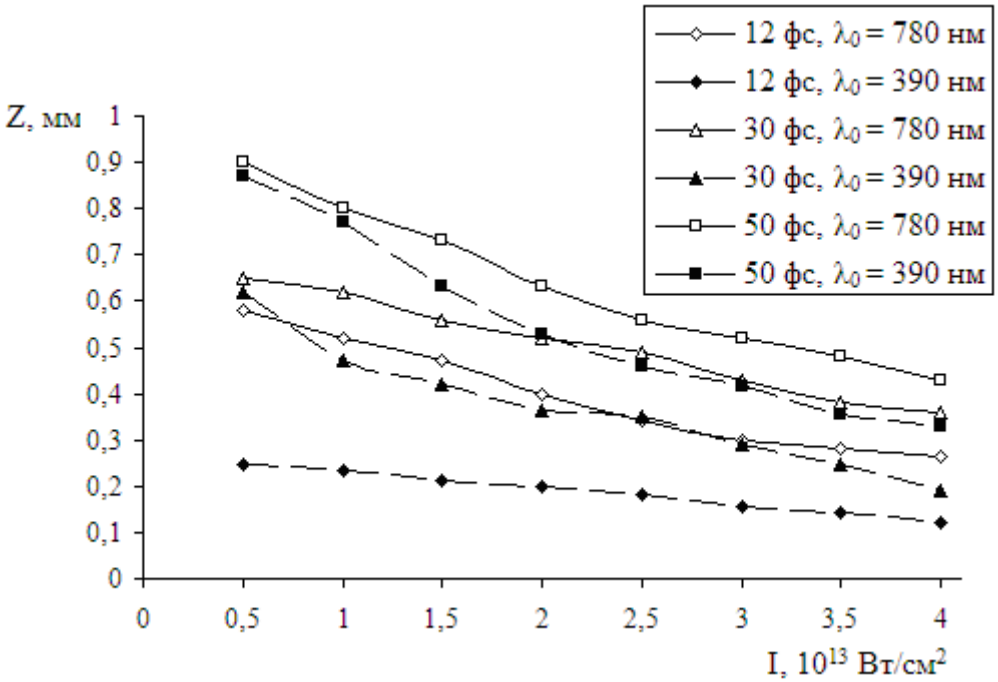



**Рис. 1.** Изменение зависимости длины отрезка волокна $z$, на которой устанавливается квазилинейная зависимость модуляции, от интенсивности $I$ и длительности входного импульса $\tau_и$ разного спектрального состава

На рис. 2 представлены зависимости коэффициента фазовой модуляции $\alpha$ на этих расстояниях. Из рис. 1 и 2 видно, что при увеличении входной интенсивности светового импульса в 8 раз расстояние, на котором зависимость “мгновенной” частоты становится квазилинейной, в рассмотренном диапазоне интенсивностей при каждой выбранной входной длительности импульса уменьшается примерно в 1,5 - 2 раза, а коэффициент фазовой модуляции примерно во столько же раз увеличивается. Увеличение входной длительности импульса при одной и той же интенсивности излучения приводит к увеличению соответствующего расстояния и уменьшению фазовой модуляции. При этом второй гармонике требуется несколько меньший отрезок волокна для достижения квазилинейной зависимости модуляции. Коэффициент фазовой модуляции второй гармоники примерно в 2 раза меньше, чем для первой.

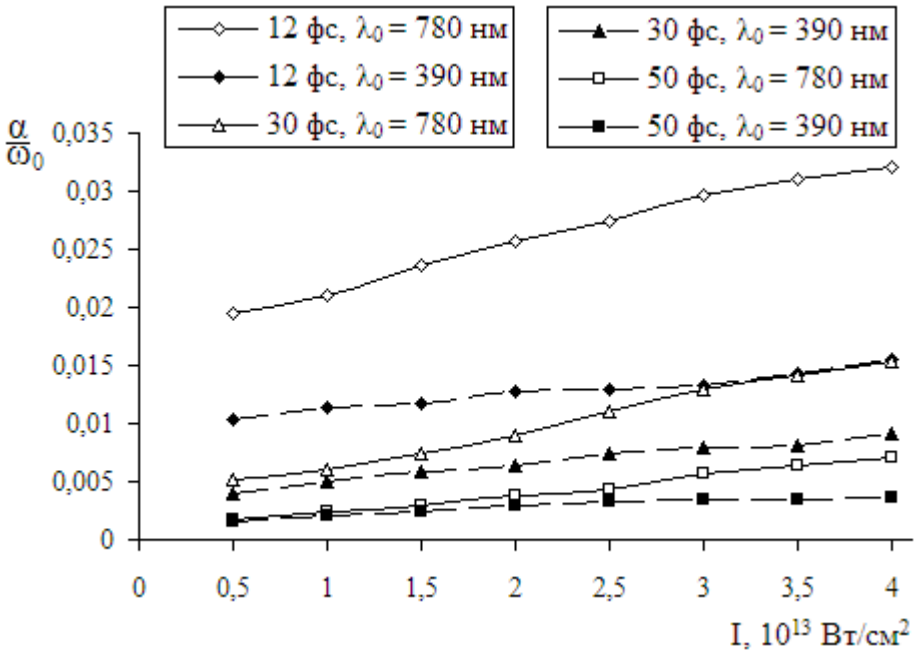



**Рис. 2.** Изменение зависимости нормированного коэффициента фазовой модуляции $\alpha$ излучения от интенсивности $I$ и длительности входного импульса $\tau_и$


1. L. Sudrie, A. Couairon, M. Franko, *Phys. Rev. Lett.*, **89**, №18, 1-4, (2002).
2. A. Brodeur, S.L. Chin, *J. Opt. Soc. Am. B.*, **16**, №4, 637-650, (1999).
3. A.V. Husakou, J. Herrmann, *J.Opt Soc. Am. B.*, **19**, 2171-2182, (2002).
4. В.Г. Беспалов, С.А. Козлов, А.Н. Сутягин, Ю.А. Шполянский, *Оптический журнал*, **65**, №10, 85-88, (1998).
5. А.А. Дроздов, А.Н. Цыпкин, С.А. Козлов, в кн.: *Труды международной конференции "Фундаментальные проблемы оптики - 2006"*, 12-14, (2006).
6. Н.Р. Белашенков, А.А. Дроздов, С.А. Козлов, Ю.А. Шполянский, А.Н. Цыпкин, *Оптический журнал*, **75**, №10, 3-7, (2008).


# ОСОБЕННОСТИ ДИНАМИКИ СПЕКТРОВ ПРЕДЕЛЬНО КОРОТКИХ ИМПУЛЬСОВ В ОДНООСНЫХ КРИСТАЛЛАХ


Бугай А.Н., Халяпин В.А.*

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия

*Калининградский государственный технический университет,Калининград, Россия



Исследованы особенности динамики спектров предельно коротких импульсов в ходе процессов каскадной генерации гармоник и спектрального суперконтинуума в нелинейных кристаллах с одноосной анизотропией.


Квадратично-нелинейные среды в нелинейной оптике традиционно служат для реализации различных спектральных преобразований: генерации гармоник, суммарных и разностных частот, параметрических процессов и др. В то же время многие процессы, связанные с преобразованием спектров предельно коротких

импульсов, например, генерация спектрального суперконтинуума[1] интенсивно изучались в основном для изотропных сред.

Важной отличительной особенностью анизотропных прозрачных нелинейных сред является наличие слагаемых в поляризационном отклике, квадратичных по электрическому полю. В то же время для высокоинтенсивных импульсов могут проявиться и нелинейные слагаемые более высокого порядка пропорциональные кубу поля импульса. Последние играют принципиальную роль в явлении сверхуширения спектра импульса. Наличие двулучепреломления, а также возможности параметрического взаимодействия между компонентами с различной поляризацией может внести дополнительные особенности в рассматриваемый процесс.

Используемый в работе модельный подход основан на системе уравнений[2] для полей обыкновенной $E_o$ и необыкновенной $E_e$ составляющих импульса:

$$\frac{\partial E_o}{\partial z} - a_o \frac{\partial^3 E_o}{\partial \tau^3} + b_o \int_{-\infty}^{\tau} E_o d\tau' + g_{2eo} \frac{\partial}{\partial \tau} E_e E_o + g_{3eo} \frac{\partial}{\partial \tau} E_e^2 E_o + g_{3o} E_o^2 \frac{\partial E_o}{\partial \tau} = 0 , \quad (1)$$

$$\frac{\partial E_e}{\partial z} - q \frac{\partial E_e}{\partial \tau} - a_e \frac{\partial^3 E_e}{\partial \tau^3} + b_e \int_{-\infty}^{\tau} E_e d\tau' + g_{2eo} E_o \frac{\partial E_o}{\partial \tau} + g_{2e} E_e \frac{\partial}{\partial \tau} E_e + g_{3eo} \frac{\partial}{\partial \tau} E_o^2 E_e + g_{3e} E_e^2 \frac{\partial}{\partial \tau} E_e = 0$$

. (2)

Данная система описывает распространение предельно коротких импульсов в одноосном кристалле в произвольном направлении относительно оптической оси. Для выявления ключевых особенностей протекающих процессов получены аналитические выкладки, основанные на приближенном решении уравнений для спектров импульсов, обобщающих соответствующее уравнение[3] для изотропной среды. В общем случае указанная система нелинейных волновых уравнений решалась с помощью численного моделирования.

Как следует из полученных результатов, возможны несколько различных механизмов генерации спектрального суперконтинуума в одноосном кристалле. При наличии на входе только волны с необыкновенной поляризацией, процесс не сильно отличается от такового в случае изотропной среды. Если на входе есть только волна с обыкновенной поляризацией, то происходит генерация суперконтинуума для необыкновенной волны на удвоенной частоте, в то время как спектр обыкновенной составляющей уширяется незначительно. В общем случае, когда на входе имеются составляющие на обеих поляризациях, в процессе генерации суперконтинуума может образовываться квазидискретный спектр.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 09-02-00503а).

1. П.Г. Крюков, *Фемтосекундные импульсы*, М.: Физматлит (2008).
2. С.В. Сазонов, А.Ф. Соболевский, *ЖЭТФ*, **123**, 1160, (2003).
3. V.G. Bespalov, S.A. Kozlov, Yu.A. Shpolyanskiy, T.A. Walmsley, *Phys. Rev. A*, **66**, 013811 (2002).

# ГЕНЕРАЦИЯ ТРЕТЬЕЙ ГАРМОНИКИ ПРИ ОТРАЖЕНИИ ФЕМТОСЕКУНДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ОТ НЕЛИНЕЙНОГО КРИСТАЛЛА

Мохнатова О.А., Путилин С.Э.
Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

В работе представлены результаты эксперимента по отражению высокоинтенсивного фемтосекундного импульса от передней грани нелинейного кристалла, которые дополняют ранее полученную теоретическую модель отражения параксиального излучения с широким спектром. Показано, что при отражении излучения от передней грани кристалла происходит генерация излучения на утроенной частоте, которое регистрируется в отраженном пучке вместе с излучением основной частоты. Получено сечение пространственного распределения пучков по максимальному значению амплитуды отраженного излучения.

В работе [1] была построена теоретическая модель отражения высокоинтенсивного фемтосекундного лазерного импульса от диэлектрического кристалла с кубичной нелинейностью, также было проведено численное моделирование полученных зависимостей. В данной статье приведены результаты эксперимента по отражению сверхкоротких высокоинтенсивных импульсов от кристалла фтористого лития.

В экспериментах была использована лазерная фемтосекундная система на кристаллах титан-сапфира с усилением чирпованного импульса с пиковой мощностью 30 ГВт. На выходе системы излучение имело следующие параметры: длительность импульса 40 фс, средняя мощность излчения до 75 мВт, энергия одиночного импульса до 1,5 мДж, частота повторения импульсов 50 Гц.

Излучение от фемтосекундной системы, пройдя линзу L (рис. 1) с фокусным расстоянием 51 см, попадало на переднюю грань кристалла фтористого лития C. Чтобы избежать влияния излучения, отраженного от задней грани, кристалл был наклонен относительно падающего луча (угол падения составлял 5,5º), а область взаимодействия была максимально приближена к матовой боковой грани кристалла. Фокальная плоскость линзы была расположена в 6 см за передней гранью кристалла. Плотность мощности была близка к энергии пробоя и составляла, по нашим оценкам, 4ТВт/см$^2$ .

Отраженное от кристалла излучение проходило через фильтры F УФС1 суммарной толщиной 10 мм. За фильтрами на линейный транслятор с шаговым двигателем MTS был установлен спектрограф ASP100 SD. Работа шагового двигателя линейного транслятора и спектрографа управлялись при помощи компьютера PC. Ширина входной щели спектрометра составляла 12 мкм, и с помощью линейного транслятора можно было провести сканирование с шагом 250 мкм в плоскости падения, получив сечение пространственного распределения отраженного пучка.

На рис. 2 представлен спектр отраженного от передней грани кристалла LiF излучения в максимуме для утроенной частоты (расстояние по оси *x* 4,75 мм).

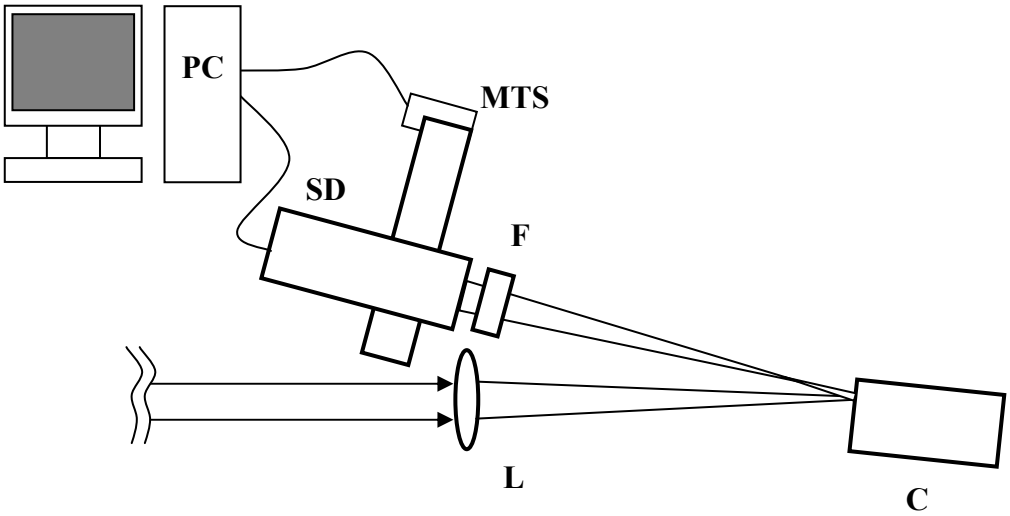



**Рис. 1.** Схема экспериментальной установки, L – линза, C – кристалл LiF, A – фильтры, SD – спектрограф ASP-100, MTS – линейный транслятор с шаговым двигателем, PC – персональный компьютер.

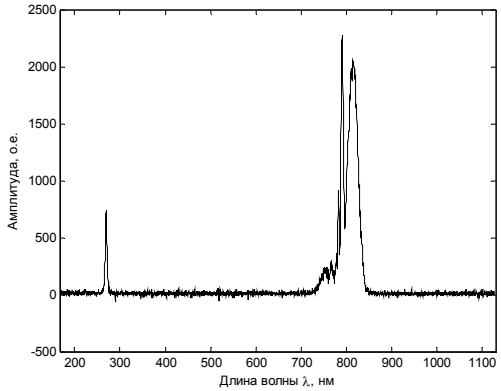



**Рис. 2**. Спектр отраженного излучения.

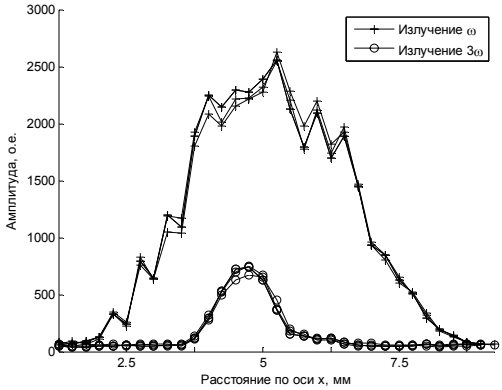



**Рис. 3.** Сечение в плоскости падения пространственного распределения отраженного излучения.

На рис. 3 представлено сечение пространственного распределения излучения, отраженного от кристалла LiF в плоскости падения. Для излучения основной частоты и утроенной частоты представлены по три экспериментальных кривые, хорошо согласующиеся между собой. Отклонения от гауссовского распределения, хорошо видное для основной гармоники, следует отнести к имеющимся дефектам на использованных нами фильтрах. Пятно отраженного на утроенной частоте излучения в три раза уже пятна отраженного излучения основной частоты. Это связано с меньшей длиной волны сгенерированного при отражении излучения на утроенной частоте и с тем, что размер области генерации меньше размера взаимодействия, т. к. эффект имеет пороговый характер.

Учитывая пропускание УФС-фильтров, можно сказать, что эффективность генерации излучения на утроенной частоте при отражении фемтосекундного лазерного пучка составляет примерно $10^{-6}$ относительно падающего излучения. Что совпадает со сделанными выше теоретическими оценками и подтверждает возможность достаточно эффективной генерации импульсов на комбинационных частотах, в том числе с длительностями, существенно меньшими длительности волны накачки.

1. *Мохнатова О.А., Козлов С.А.* Изменение пространственно-временных спектров импульсов предельно коротких длительностей при нелинейном параксиальном отражении от диэлектриков. – В кн.: Труды IV Международной конференции молодых ученых и специалистов "Оптика-2005", 2005, Санкт-Петербург, с.84-85.

# ИССЛЕДОВАНИЕ НЕПАРАКСИАЛЬНОЙ ДИНАМИКИ ПРОСТРАНСТВЕННОГО СПЕКТРА МОНОХРОМАТИЧЕСКОЙ ДВУМЕРНОЙ ТЕ-ВОЛНЫ В СРЕДЕ С КУБИЧНОЙ ПО ПОЛЮ НЕЛИНЕЙНОСТЬЮ

Сысова Е.В.
Санкт-Петербургский государственный университет информационныхтехнологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

В данной статье исследуется непараксиальная динамика пространственного спектра монохроматической двумерной ТЕ-поляризованной световой волны в диэлектрической среде с кубичной по полю нелинейностью вида пучка. Приближенное непараксиальное решение позволяет исследовать самоотраженное излучения.

Самофокусировка света в средах с положительной нелинейностью показателя преломления представляет собой классическое явление нелинейной оптики, основные особенности которого уже хорошо изучены [1-2]. Как известно, распространение мощного излучения в диэлектрической среде сопровождается нелинейным изменением ее оптических свойств. Например, неоднородное распределение показателя преломления, где поперечный градиент, зависящий от профиля волны и ее мощности, приводит к искривлению траектории лучей, т.е. появлению нелинейной рефракции и целому ряду нелинейных явлений: самофокусировку и дефокусировку, самоканалирование и самоотклонение волновых пучков.

В данной работе пространственная локализация светового излучения при его самофокусировке в поперечные размеры, соизмеримые и меньшие длины волны, изучается на основе спектрального подхода, в рамках которого выводятся и решаются уравнения динамики пространственных спектров излучения. Преимущества такого подхода перед полевым (в котором изучаются решения уравнений динамики поля световой волны) при изучении однонаправленной эволюции спектров непараксиального монохроматического излучения были продемонстрированы в работе [3]. В работе [4], по-видимому, впервые получены аналитические решения нелинейных уравнений динамики пространственного спектра непараксиального монохроматического излучения, описывающие как сверхуширение пространственного спектра в нелинейной среде, так и возможную генерацию при этом обратного излучения.

В настоящей статье особое внимание обращено на получение решений в непараксиальном приближении, которые описывают как сверхуширение пространственного спектра в нелинейной среде, так и возможную генерацию при

этом обратного излучения. Результаты представлены в виде итоговых формул, графиков и выводов.

В [4] подробно описывался вывод спектрального уравнения распространения пространственного спектра монохроматической двумерной ТЕ- поляризованной волны в изотропной диэлектрической среде с кубичной по полю нелинейностью:

$$\frac{d^2G(k_x,z)}{dz^2}+(1-k_x^2)G(k_x,z)+\mu\iint\limits_{\pm}G^*(\alpha-k_x,z)G(\alpha-\beta,z)G(\beta,z)d\alpha d\beta=0 \qquad (1)$$

где $G(k_x,z)=\int\limits_{-\infty}^{\infty}E(x,z)e^{-ik_xx}dx$ - спектральная плотность поля волны Е, $k_x$- пространственная частота, $z$ - направление вдоль которого распространяется излучение, $x$ - поперечная компонента нелинейности среды, $\mu=\frac{3\omega^2}{4\pi}\chi G_0^2$ - малый параметр нелинейности, $\chi$ - нелинейная восприимчивость среды, $G_0$ - максимальное значение спектральной плотности излучения на входе в нелинейную среду (при $z=0$).

В моей статье [4] было найдено итерационное аналитическое решение этого уравнения. Оно определялось в виде:

$$G(k_x,z)=G_{лин}(k_x,z)+\mu G_1(k_x,z)+\mu^2G_2(k_x,z)+... \qquad (2)$$

Подстановка (2) сводила интегро-дифференциальное уравнение (1) к системе обыкновенных дифференциальных уравнений:

$$\begin{cases}\frac{d^2G_{лин}(k_x,z)}{dz^2}+(1-k_x^2)G_{лин}(k_x,z)=0\\ \frac{d^2G_1(k_x,z)}{dz^2}+(1-k_x^2)G_1(k_x,z)=-\mu\int\limits_{-\infty}^{\infty}\int\limits_{-\infty}^{\infty}G^*_{лин}(\alpha-k_x)G_{лин}(\alpha-\beta)G_{лин}(\beta)d\alpha d\beta\\ ...\end{cases} \qquad (3)$$

Решение первого уравнения этой системы имеет вид:

$$C_{лин}(k_x,z)=C_{1лин}(k_x)e^{i\sqrt{1-k_x^2}z}+C_{2лин}(k_x)e^{-i\sqrt{1-k_x^2}z} \qquad (4)$$

где $C_{1лин}(k_x), C_{2лин}(k_x)$ - коэффициенты, определяемые граничными условиями, зависящие от $k_x$.

С помощью итерационного метода в работе [4] найдено аналитическое решение уравнения непараксиальной динамики пространственного спектра монохроматической ТЕ-волны с кубичной по полю нелинейностью, которое в двухитерационном приближении принимает вид:

$$\begin{aligned}G(k_x,z)&=G_{лин}(k_x,z)+\mu G_1(k_x,z)=C_{1лин}(k_x)e^{i\sqrt{1-k_x^2}z}+\\&+\mu\left[C_{1нл}(k_x)e^{i\sqrt{1-k_x^2}z}+C_{2нл}(k_x)e^{-i\sqrt{1-k_x^2}z}+F(k_x,z)\right]+\\&+C_1(k_x,0)e^{i\sqrt{1-k_x^2}z}+C_2(k_x,L)e^{-i\sqrt{1-k_x^2}z},\end{aligned} \qquad (5)$$

где $k_x$ -пространственная частота, ось $z$ - выделенное направление, вдоль которого распространяется излучение, $G_{1лин}(k_x,z)=C_{1лин}(k_x)e^{i\sqrt{1-k_x^2}z}$ – линейное решение

однородного уравнения непараксиальной динамики пространственного спектра, выбранное в качестве начального итерационного шага,

$$C_{1нл}(C_{1лин}(k_x),k_x) = -\frac{1}{2\sqrt{1-k_x^2}}\iint\limits_{\pm\infty}\frac{C^*_{1лин}(\alpha-k_x)C_{1лин}(\alpha-\beta)C_{1лин}(\beta)d\alpha d\beta}{-\sqrt{1-k_x^2}-\sqrt{1-(\alpha-k_x)^2}+\sqrt{1-(\alpha-\beta)^2}+\sqrt{1-\beta^2}},$$

$$C_{2нл}(C_{1лин}(k_x),k_x) = \frac{1}{2\sqrt{1-k_x^2}}\iint\limits_{\pm\infty}\frac{C^*_{1лин}(\alpha-k_x)C_{1лин}(\alpha-\beta)C_{1лин}(\beta)d\alpha d\beta}{\sqrt{1-k_x^2}-\sqrt{1-(\alpha-k_x)^2}+\sqrt{1-(\alpha-\beta)^2}+\sqrt{1-\beta^2}}$$

$$F(C_{1лин}(k_x),k_x,z) = \iint\limits_{\pm\infty}\frac{C^*_{1лин}(\alpha-k_x)C_{1лин}(\alpha-\beta)C_{1лин}(\beta)e^{i(-\sqrt{1-(\alpha-k_x)^2}+\sqrt{1-(\alpha-\beta)^2}+\sqrt{1-\beta^2})z}d\alpha d\beta}{-\left(\sqrt{1-k_x^2}\right)^2+\left(-\sqrt{1-(\alpha-k_x)^2}+\sqrt{1-(\alpha-\beta)^2}+\sqrt{1-\beta^2}\right)^2}. \qquad (6)$$

Из полученного решения для спектра световой волны (5)-(6) несложно получить и выражение ее электрического поля $E(x,z) = \frac{1}{2\pi}\int\limits_{-\infty}^{\infty} G(k_x,z)e^{ik_x z}dk_x$. Однако даже будучи линеаризированным, относиться к классу интегро-дифференциальных уравнений.

В любой краевой задаче необходимо определить и граничные условия. Из граничный условий следует, что при рассмотрении непараксиальной динамики пространственного спектра монохроматической двумерной ТЕ-волны, следует учитывать, что при на границе $z = L$ есть дифракционное уширение поля прямой волны, т.е. добавка к обратной волне на границе будет равна нулю. Таким образом, запишем систему:

$$\begin{cases} C_{1нл}(k_x) = -C_1(k_x,0), \\ C_{2нл}(k_x)e^{-i\sqrt{1-k_x^2}L} = -C_2(k_x,L). \end{cases} \qquad (7)$$

В параксиальном случае поле прямой волны в однородной среде, что отвечает нулевой итерации, т.е. решению первого уравнения системы (3), дифрагирует:

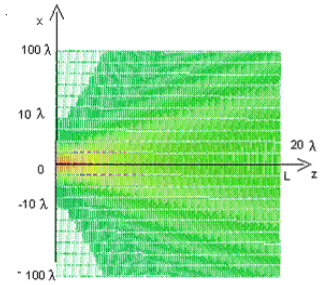


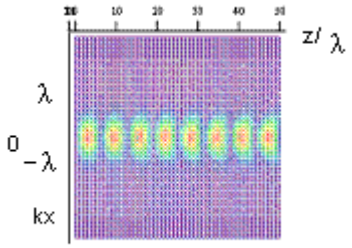

**Рис.1.** Поле монохроматической волны в однородной среде

Таким образом пучок спектра с шириной в десять длин волн уширяется уже на расстоянии двадцати пяти длин волн, что полностью согласуется с классическим представлением дифракции в оптике.

При решении второго уравнения системы (3) появляются добавки к прямой и обратной волне, что, учитывая граничные условия (7), можно представить как:

$$G_{обр}(k_x,z) = C_{2нл}(k_x)(e^{-i\sqrt{1-k_x^2}z} - e^{-i\sqrt{1-k_x^2}L}). \qquad (8)$$

На нижеприведенных графиках хорошо видно, что спектр обратной волны уширен по сравнению со спектром прямой волны (слева спектр прямой волны, справа – обратной).



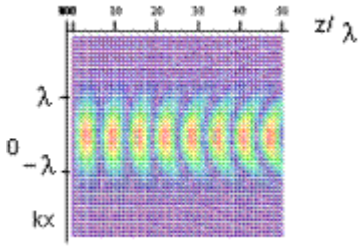




**Рис.2.** Динамика спектра обратной волны в однородной среде

**Рис.3.** Динамика спектра обратной волны в неоднородной среде

Найдено аналитическое решение спектрального уравнения монохроматической двумерной ТЕ-волны в нелинейной среде. В нулевой итерации мы получаем тривиальное решение системы уравнений, что демонстрирует дифракционное уширении поля. При распространении монохроматической волны в керровской среде с нелинейной частью относительно диэлектрической проницаемости формируется отраженное назад излучение. Получено решение системы в первой итерации, учитывая неоднородность среды, которое демонстрирует добавку к прямой и обратной волне. Показано, что спектр обратной волны уширен по сравнению со спектром прямой.

Интерес к исследованию самоотражения, применим как для задач выявления предельных возможностей микрообработки оптический материалов, так в лазерной литографии. Рассмотрены основные закономерности динамики пространственного спектра монохроматической световой волны при ее самофокусировке в поперечные размеры, меньшие длины волны излучения, а также выявить особенности самоотражения волны дифракционной природы, как фундаментального явления, ограничивающего коллапс световой волны.


1. Аскарьян Г.А, *Письма в ЖЭТФ*, **42,** №6, 1567-1570, (1962).
2. Власов С.Н., Таланов В.И. *Самофокусировка волн*, 220 с, (1997).
3. Изъюров С.А., Козлов С.А., *Письма в ЖЭТФ* ,**71,** №11, 666-670, (2000).
4. Сысова Е.В. , *Научно-технический вестник СПбГУ ИТМО,* **58**, 47-50, (2008).


## ИССЛЕДОВАНИЕ КРИСТАЛЛА CDS МЕТОДАМИ ЧЕТЫРЕХВОЛНОВОГО СМЕШЕНИЯ


Леонтьев А.В., Иванин К.В., Лобков В.С., Салихов К.М., Самарцев В.В., Сафиуллин Г.М.

Казанский физико-технический институт им. Е.К.Завойского КНЦ РАН, Казань, Россия

Проведены исследования быстропротекающих релаксационных процессов в кристалле CdS. Определено время фазовой релаксации $T_d$ = 180 фс. Зарегистрирован спад сигнала стимулированного фотонного эха, который обнаруживает двухэкспоненциальную природу при превышении порогового значения интенсивности накачки.

Использование методов фемтосекундной нелинейной спектроскопии дает возможность получить информацию о динамике фазовой релаксации и населенностей возбужденных состояний в полупроводниках, которую зачастую невозможно исследовать другими спектроскопическими методами. Эта динамика обусловлена как взаимодействием с электронами и дырками, так и взаимодействием с экситонами и фононами. Данная работа посвящена исследованию полупроводникового кристалла CdS, находящегося при комнатной температуре, методами когерентной спектроскопии четырехволнового смешения.

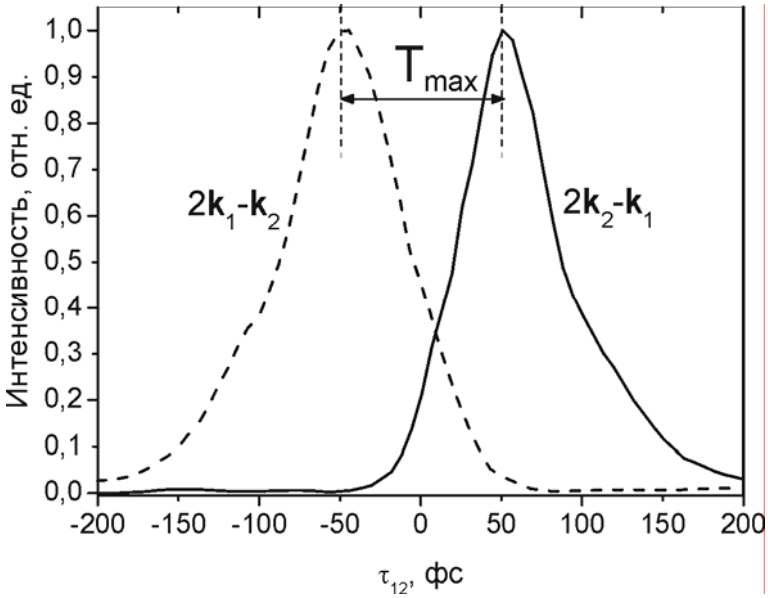



**Рис.1.** Сигналы четырехволнового смешения, зарегистрированные в направлениях $2\mathbf{k}_2$ - $\mathbf{k}_1$ и $2\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2$ ($\mathbf{k}_1$, $\mathbf{k}_2$ – волновые векторы возбуждающих импульсов) в зависимости от времени задержки между импульсами $\tau_{12}$

Зарегистрированы сигналы вырожденного четырехволнового смешения в режиме двухимпульсного возбуждения при комнатной температуре. Анализ кривых [1] (рис. 1) дает оценку времени дефазировки $T_d$=180 фс. Принимая во внимание выводы [2], можно ожидать, что причиной дефазировки является экситон-экситонное взаимодействие.

Получены кривые спада сигнала стимулированного фотонного эха (рис. 2), для которых характерно наличие дополнительной быстроспадающей компоненты (время спада 4,5 пс) при условии превышения энергии возбуждающих импульсов порогового значения 0,4 мкДж, приблизительно соответствующего плотности мощности излучения в 0,5 ТВт/см$^2$.

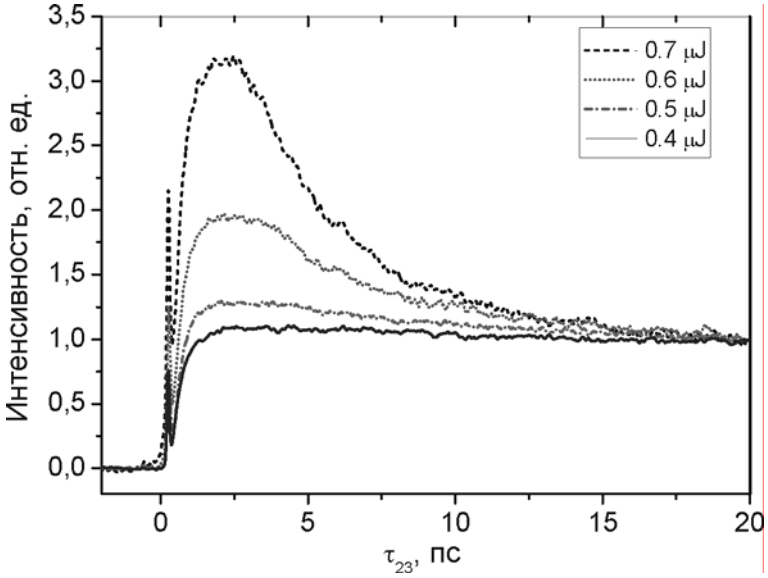



**Рис**.2. Кривые спада стимулированного фотонного эха при различных значениях энергии импульсов возбуждения. Значение временного интервала $\tau_{12}$ составляло $\tau_{12}$ = 120 фс

Полученные экспериментальные результаты указывают на роль экситон-экситонных взаимодействий в механизме фазовой релаксации.

Авторы благодарны программе Президиума РАН «Квантовая физика конденсированных сред» и ОФН РАН «Фундаментальная спектроскопия и ее применения», Федеральной Программе по поддержке ведущих научных школ (грант НШ 4531.2008.2), Российскому Фонду фундаментальных исследований (гранты: № 09-02-00136а, № 08-02-00032а и № 08-02-90001Бел.а)

1. A. M. Weiner, E. P. Ippen, *Opt. Lett.*, **9**, 53, (1984).
2. F. Hillmann, J. Voigt, H. Redlin H., *App. Phys. Lett.*, **77**, 25, (2000).

# КОРРЕЛЯЦИЯ НЕОДНОРОДНОГО УШИРЕНИЯ И ЭФФЕКТ ЗАПИРАНИЯ ИНФОРМАЦИИ В ТРЕХУРОВНЕВЫХ СИСТЕМАХ

Низамова Э.И., Нефедьев Л.А.
Татарский государственный гуманитарно-педагогический университет, Казань, Россия

Исследована корреляция неоднородного уширения и эффективность запирания отклика стимулированного фотонного эха в трехуровневой резонансной среде. Показано, что относительная интенсивность отклика существенно зависит от величины коэффициента корреляции неоднородного уширения на разных частотных переходах.

В связи с разработкой оптических систем обработки информации на основе фотонного эха, особый интерес представляют механизмы стирания и запирания квантовой информации, зависящие от величины частотно-временной корреляции неоднородного уширения на различных частотных переходах. В многоуровневых системах такая корреляция складывается из необратимой и обратимой расфазировки,

то есть случайными электрическими полями в структуре решетки и внешними воздействиями на среду пространственно–неоднородными возмущениями, приводящими к случайным сдвигам или расщеплениям исходных монохромат неоднородноуширенных линий. Таким образом, в многоуровневых системах может происходить как частичное стирание информации, так и её запирание[1].

В данной работе исследуются процессы стирания и запирания информации в трёхуровневых системах при воздействии на среду пространственно-неоднородных электрических полей.

Неоднородное уширение резонансных линий в твердых телах вызвано различиями в условиях вокруг каждого оптического центра. Энергии состояний и энергии переходов можно рассматривать как функции многих параметров $(x_1 ... x_n)$. Область изменения параметров определяется функцией распределения $g(\Delta(x_1 ... x_n))$ центров по частотам, но даже монохроматическое возбуждение на уровень с энергией $E_i(x_1 ... x_n)$ может не привести к выделению оптических центров одинакового типа, т.к. фиксация значения функции многих переменных не фиксирует значений аргументов (имеется несколько локальных экстремума), а накладывает лишь условие[2]:

$$\Delta E_{ij}(x....x_n) = E_i(x_1 ... x_n) - E_j(x_1 ... x_n) = \hbar\omega_{ij}^{возб} \qquad (1)$$

При сравнении двух разных переходов, оставшиеся нефиксированными параметры на одном переходе, влияют на энергию другого перехода. Поэтому возникает вопрос, при каких условиях ограничение (1), накладываемое на переход $i - j$ ,фиксирует энергию перехода $i - k$ или $k - j$ . В свою очередь, от степени такой фиксации зависит степень сохранения когерентности в многоуровневой системе при возбуждении ее на разных переходах. Для описания этого введем частотный коэффициент корреляции неоднородного уширения на разных частотных переходах. Гамильтониан трехуровневого оптического центра в кристаллической матрице запишем в виде

$$H_0 = \hbar\Delta P_{22} + P_{33}\hbar(\Delta\Gamma + \Delta'\Gamma m) \qquad (2)$$

где $P_{ij}$- проективные матрицы (имеют элемент $ij$ равный единице, а остальные равные нулю), $\Gamma$ -параметр неэквидистантности спектра системы, $m$ – определяет неодинаковость взаимодействия оптического электрона с локальным полем в разных состояниях, $\Delta'$-дополнительный частотный сдвиг из-за частичной фиксации энергии перехода 1-3 относительно энергии перехода 1-2.

Нас будет интересовать корреляция между значениями сдвигов частот отдельных оптических центров на разных частотных переходах. Матрица частотных сдвигов будет иметь вид:

$$Z = \left\| f_{ik}^{j} \right\|, \quad j = 1...N, \; i,k = 1,2,3. \qquad (3)$$

где $N$ -число оптических центров в образце, $f_{ik}^{(j)}(\Delta\tau_i, \Delta, \vec{r}_j) = \Delta + \varepsilon_{ik}(\Delta\tau_i, \vec{r}_j)$, где $\Delta\tau_i$ -временной интервал на котором воздействует пространственно-неоднородное электрическое поле $\vec{E}(\Delta\tau_i, \vec{r}), \varepsilon_{ik}(\Delta\tau_i, \vec{r}_j) = c_s^{(ik)}$.

$\left\{E_i^{(0)} + \vec{\nabla}E_i(\Delta\tau_i, \vec{r})\vec{r}_j\right\}, c_s^{(ik)}$ -штарковский коэффициент для перехода i-k, $E_i^{(0)}$- напряжённость электрического поля при $\vec{r}_i = 0$. Таким образом $f_{12} = \Delta + \varepsilon_{12}$, $f_{13} = \Gamma(\Delta + \varepsilon_{13} + \Delta' m), f_{23} = (\Gamma - 1)(\Delta + \varepsilon_{23}) - \Delta'\Gamma m$ .

Если ввести $N$ – мерное пространство объектов, то каждыйстолбец $f_{ik}^{j}$ будет представлять вектор в этом пространстве. Их скалярное произведение

$$R_{ik,i'k'} = \frac{1}{N}\left(f_{ik} f_{i'k'}\right) = \frac{1}{N}\sum_{j=1}^{N} f_{ik}^{j} f_{i'k'}^{j} \qquad (4)$$

будем считать коэффициентом корреляции. Так как число оптических центров велико, суммирование в (4) можно заменить интегрированием[3]:

$$R_{ik,i'k'} = \iint\limits_{-\infty} \frac{\left(f_{ik} - \bar{z}_{ik}\right)\left(f_{i'k'} - \bar{z}_{i'k'}\right)}{\sigma_{ik}^{2}\sigma_{i'k'}^{2}} g(\Delta) g(\Delta') d\Delta d\Delta' \ , \qquad (5)$$

где $\bar{z}_{ik} = \iint f_{ik} g(\Delta) g(\Delta') d\Delta d\Delta'$, $\sigma_{ik}^{2} = \iint \left(f_{ik} - \bar{z}_{ik}\right)^{2} g(\Delta) g(\Delta') d\Delta d\Delta'$.

Распределение оптических центров по частотам $g(\Delta)$и $g(\Delta')$ будем считать гауссовыми с дисперсиями $\sigma^{2}$ и $\sigma'^{2}$ соответственно.

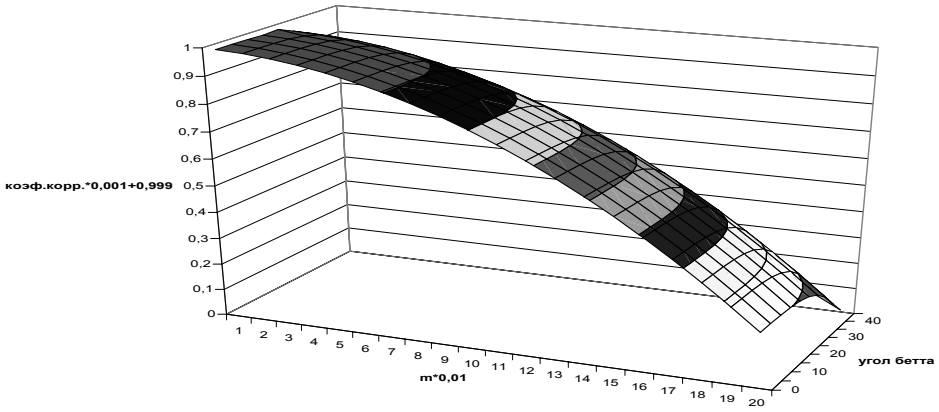



**Рис.1.** Зависимость коэффициента корреляции неоднородного уширения от параметра случайного взаимодействия электрона с локальным полем и от взаимной ориентации градиентов внешних неоднородных полей. β-угол между направлениями градиентов полей.

Напряженность электрического поля отклика в волновой зоне, в точке наблюдения с радиусом вектором $\vec{R}$ будет:

$$\vec{E}(R,t) = \sum_{j} \frac{1}{c^{2}\left|\vec{R} - \vec{r}_{j}\right|}\left[\left\langle \ddot{\vec{d}}_{j}(t')\right\rangle \times \vec{n}\right] \times \vec{n} \qquad (6)$$

где $t' = t - \frac{\left|\vec{R} - \vec{r}_{j}\right|}{c}, \left\langle \vec{d}(t)\right\rangle = Sp\left\{\vec{d}\rho(t)\right\}, \vec{r}_{j}$ -радиус – вектор местоположения $j$ -го оптического центра, $\vec{n} = \frac{\vec{R}}{\left|\vec{R}\right|}$. Относительную интенсивность отклика определим как $J_{отн}^{(t)} = \frac{\vec{E}(\vec{R},t)\vec{E}^{*}(\vec{R},t)}{E_{\max}E_{\max}^{*}}$. Из (6) следует, что влияние корреляции неоднородного уширения на разных частотных переходах описывается выражением:

$$E \approx \iint g(\Delta) g(\Delta') \exp\left\{ i(\Delta + \varepsilon_{13}) \Gamma \left[ (t - \tau_{1} - \tau_{2})\left(1 + \frac{\Delta'}{\Delta + \varepsilon_{13}} m\right) - \frac{\Delta \tau_{1}}{\Gamma(\Delta + \varepsilon_{13})} \right] \right\} d\Delta d\Delta' \qquad (7)$$

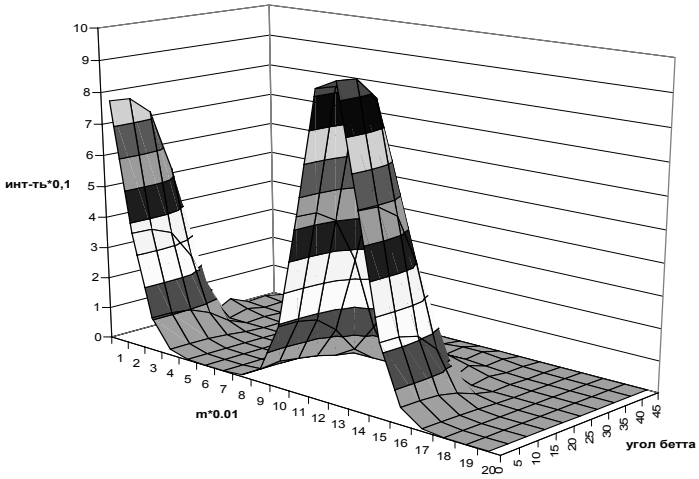



**Рис.2.** представлена интенсивность отклика в зависимости от параметра случайного взаимодействия оптического электрона с локальным полем и взаимной ориентации градиентов внешних неоднородных электрических полей.

Показано, что коэффициент корреляции между значениями сдвигов частот отдельных оптических центров на разных частотных переходах зависит от величины частотного разброса из-за частичной фиксации энергии перехода 1-3 относительно перехода 1-2 и взаимной ориентации градиентов внешних неоднородных электрических полей. Относительная интенсивность отклика существенно зависит от величины коэффициента корреляции неоднородного уширения на разных частотных переходах и взаимной ориентации градиентов внешних неоднородных электрических полей.


1. Л.А.Нефедьев, Э.И.Низамова, Запирание информации в системе трёхуровневых гейтов*, сборник статей XI международной молодёжной научной школы Когерентная оптика и оптическая спектроскопия*, Казань 2007 *г.*, с.183-187.
2. П.М.Саари, Т.Б.Тамм, Корреляция неоднородной структуры спектров разных электронных переходов примесных молекул в твердых матрицах ,*Известия АН СССР серия физическая* **№11** с.2321-2325, *(*1975)
3. L.A. Nefediev, G.I. Khakimzyanova, The Correlation of Inhomogeneous Broadening and the Efficiency of Data Locking in Optical Echo Processors*, Optics and spectroscopy*, **v.98,** № 1, p.35-39, (2005).
4. Ф.Р. Гантмахер , *Теория матриц,* М., с.575, (1967).


## ГРАДИЕНТНОЕ (ШТАРКОВСКОЕ) ЭХО

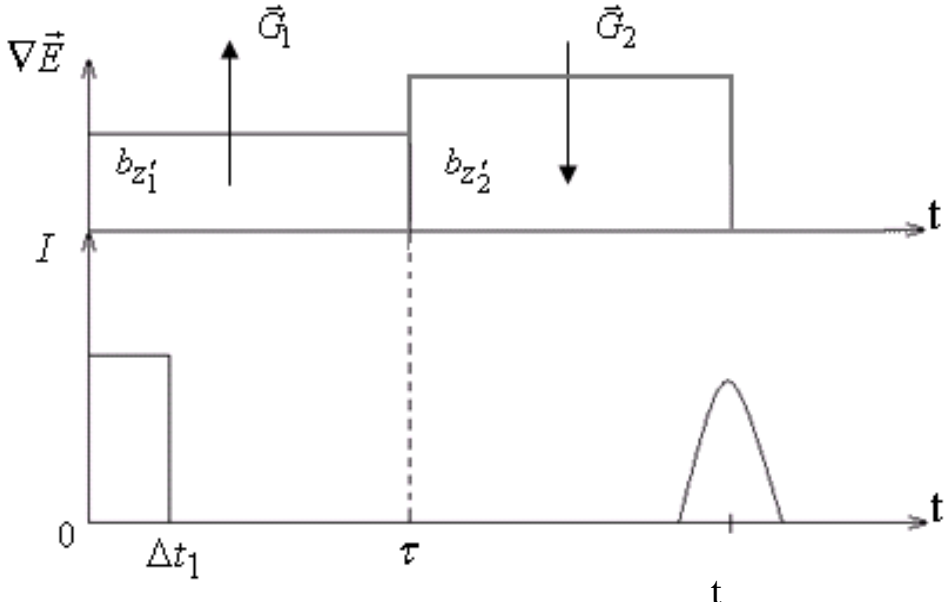

Гарнаева Г.И., Нефедьев Л.А.

Татарский Государственный Гуманитарно-Педагогический университет, Россия, Казань



Рассмотрено формирование градиентного (штарковского) эха, которое возникает при одноимпульсном лазерном возбуждении, при наложении неоднородных полей с противоположно направленными градиентами.

Исходя из развитой в работе[1] теории угловых закономерностей при запирании фотонного эха, в работе показано, что используя схему возбуждения (рис. 1), где после лазерного импульса на среду накладывается линейный градиент электрического поля и через время $\tau$ направление градиента меняется на $180^o$, возможно формирование градиентного эха.




Если направление градиента будем считать параллельным оси z, то формула напряженности электрического поля отклика будет иметь вид:

$$E \sim \frac{1}{V}\iint\limits_{-\infty dV}^{\infty} \exp\left(i f_1 \tau + i f_2 (t-\tau)\right) g(\Delta) g_1(\vec{r}) d\Delta d\vec{r}, \quad \Delta t_1 << \tau \qquad (1)$$

где $g(\Delta)$, $g_1(\vec{r})$ – распределение оптических центров по частоте, по координатам, $\Delta t_1$ – длительность лазерного импульса, $f_1 = \Delta + \varepsilon_1$, $f_2 = \Delta + \varepsilon_2$, $\varepsilon = C_ш b_z z$, $C_ш$ – штарсковский коэффициент, $\varepsilon(\tau_\eta, \vec{r}_j)$ – дополнительный частотный сдвиг j-го оптического центра на временном интервале $\tau_\eta$, $\Delta = \omega - \Omega_0$ – начальный частотный сдвиг отдельной изохроматы, $\Omega_0$ – центральная частота неоднородно уширенной линии, $b$ – проекции вектора градиента на соответствующие оси координат, $b_z$ – величина z компоненты градиента электрического поля, $b_x = b_y = 0$ .

Преобразование компонент вектора градиента при изменении его направления имеет вид:

$$\begin{pmatrix} b_{x_2} \\ b_{y_2} \\ b_{z_2} \end{pmatrix} = A \begin{pmatrix} b_{x_2'} \\ b_{y_2'} \\ b_{z_2'} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \begin{bmatrix} b_{x_2'}(\cos\alpha\cos\beta\cos\gamma - \sin\alpha\sin\gamma) - \\ b_{y_2'}(\cos\alpha\cos\beta\sin\gamma + \sin\alpha\cos\gamma) + b_{z_2'}\cos\alpha\sin\beta \end{bmatrix} \\ \begin{bmatrix} b_{x_2'}(\sin\alpha\cos\beta\cos\gamma + \cos\alpha\sin\gamma) - \\ b_{y_2'}(-\sin\alpha\cos\beta\sin\gamma + \cos\alpha\cos\gamma) + b_{z_2'}\sin\alpha\sin\beta \end{bmatrix} \\ \left[-b_{x_2'}(\sin\beta\cos\gamma) + b_{y_2'}(\sin\beta\sin\gamma) + b_{z_2'}\cos\beta\right] \end{pmatrix}, \qquad (2)$$

где $\alpha, \beta, \gamma$ - углы Эйлера взаимной ориентации градиентов, А – матрица вращений.

Из (2) следует $b_z = -b_{x'} \sin\beta \cos\gamma + b_{y'} \sin\beta \sin\gamma + b_{z'} \cos\beta$, где $b_{x'}, b_{y'}, b_{z'}$ - величины проекций градиента электрического поля на оси системы координат ($x'\ y'\ z'$), связанной с градиентом. Тогда в лабораторной системе координат, при $\beta_1 = 0$ следует, что $b_{z_1} = b_{z_1'} \cos\beta_1$, $b_{z_1} = b_{z_1'}$, а при $\beta_2 = 180^0$ $b_{z_2} = b_{z_2'} \cos\beta_2$, $b_{z_2} = -b_{z_2'}$.

Если градиенты по величине одинаковы, то $b_{z_1'} = b_{z_2'} = b$ и

$$E \sim \frac{1}{V} \int_{-\infty}^{\infty} \int_V F \cdot \exp\left(i f_1 \tau + i f_2 (t-\tau)\right) g(\Delta) g_1(\vec{r}) d\Delta d\vec{r} =$$

$$= \frac{1}{V} \int_{-\infty}^{\infty} \int_V \exp(i\Delta t) \exp\left(i C_{ul} b z \tau - i c_m b z (t-\tau)\right) g(\Delta) g_1(\vec{r}) d\Delta d\vec{r} = \qquad \textbf{(3)}$$

$$= \frac{1}{V} \int_{-\infty}^{\infty} \int_V \exp(i\Delta t) \exp\left(-i C_{ul} b (t-2\tau) z\right) g(\Delta) g_1(\vec{r}) d\Delta d\vec{r},$$

**где** $F(\theta_1 f_1) = \left(\cos\frac{\theta_1}{2} + i\frac{f_1}{\theta_1'} \sin\frac{\theta_1'}{2}\right) \frac{\hbar^{-1} d\varepsilon_0}{\theta_1'} \sin\frac{\theta_1}{2}$, $\theta_1 = \theta_1' \Delta t_1$, $\theta_1' = \sqrt{f_1^2 + \left(\hbar^{-1} d\varepsilon_{01}\right)^2}$.

Выражение (3) имеет экстремум при $t \approx 2\tau$, т.е. при $t \approx 2\tau$ наблюдается отклик градиентного (штарковского) эхо.

Если градиенты $\vec{G}_1$ и $\vec{G}_2$ разные, т.е. $b_{z_1'} \neq b_{z_2'}$, то

$$E \sim \frac{1}{V} \int_{-\infty}^{\infty} \int_V \exp(i\Delta t) \exp\left(i c_m b_{z_1'} \tau z - i C_{ul} b_{z_2'} (t-\tau) z\right) g(\Delta) g_1(\vec{r}) d\Delta d\vec{r} =$$

$$= \frac{1}{V} \int_{-\infty}^{\infty} \int_V \exp(i\Delta t) \exp\left(-i C_{ul} b_{z_2'} \left(t - \tau - \tau \frac{b_{z_1'}}{b_{z_2'}}\right) z\right) g(\Delta) g_1(\vec{r}) d\Delta d\vec{r}$$

и экстремум этого выражения будет наблюдаться при $t = \tau\left(1 + \frac{b_{z_1'}}{b_{z_2'}}\right)$. Это означает, что путём изменения соотношения между величинами линейных градиентов электрических полей можно управлять временем появления отклика градиентного (штарковского) эха.

Отклик эхо такого типа экспериментально наблюдался в работе[2] на переходе $^7F_0 - {}^5D_0$ в кристалле Eu:$Y_2SiO_5$.

Преимуществом такой схемы возбуждения откликов является отсутствие оптических линий задержки, что упрощает постановку соответствующих экспериментов.

Таким образом, в работе показано, что при изменении градиента электрического поля на $180^0$ возможно возникновение отклика резонансной системы типа эха даже при одноимпульсном лазерном возбуждении при условии воздействия двух электрических полей с одинаковыми линейными градиентами на разных временных интервалах.

1. Nefediev L.A., Khakimzyanova G.I. *Optics and spectroscopy*, 101, 637-641, (2006).
2. A.L. Alexander, J.J. Longdell, M.J. Sellars and N.B. *arXiv: quant-ph/0506232,* 5, 1-5, (2005).

# ИССЛЕДОВАНИЕ ПОГЛОЩЕНИЯ НА НЕРАВНОВЕСТНЫХ ЭЛЕКТРОНАХ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ФЕМТОСЕКУНДНЫХ ИМПУЛЬСОВ НА ШИРОКОЗОННЫЕ ПОЛУПРОВОДНИКИ

Дюкин Р.В., Марциновский Г.А., Шандыбина Г.Д., Яковлев Е.Б.
Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

Представлены результаты численного моделирования процесса генерации неравновесных носителей в широкозонных полупроводниках под действием фемтосекундных импульсов.

В докладе представлен анализ электронных процессов, происходящих на поверхности твердых тел при интенсивном фотовозбуждении фемтосекундным лазерным импульсом. Взаимодействие фемтосекундных лазерных импульсов с конденсированными средами имеет ряд особенностей по сравнению со случаем более длительных лазерных импульсов. Во-первых, поскольку длительность импульса меньше, чем характерные времена электрон-фононной релаксации, то процессы фотовозбуждения электронов и выделение поглощенной энергии решетке оказываются разделенными во времени. Во-вторых, в указанных условиях высокая интенсивность лазерного излучения приводит к развитию дополнительных нелинейных оптических процессов, приводящих к существенному изменению состояния электронной подсистемы и оптических свойств среды. Установлено, что во всех материалах мощный сверхкороткий световой импульс инициирует сверхбыстрые фотоиндуцированные фазовые переходы в новое кристаллическое или аморфное состояние.

Строгий анализ динамики распределения неравновесных носителей в течение действия фемтосекундного импульса и до начала взаимодействия электронной подсистемы с фононной требует решения соответствующих кинетических уравнений для переменной во времени функции распределения электронов по энергиям. В то же время для качественных оценок можно использовать диффузионное приближение, когда неравновесные носители независимо от их энергии описываются общей интегральной концентрацией. Процессы многофотонного поглощения, ударной ионизации и линейного поглощения приводят к генерации неравновесных электронов, затем в процессе диффузии электроны термализуются в результате межэлектронных столкновений. Так как наше исследование сосредоточено на процессах, происходящих в течение действия импульса, длительность которого меньше характерных времен электрон-фононной релаксации, то мы не рассматриваем процессы разогрева решетки и пренебрегаем рекомбинацией неравновесных носителей[1]. Основное внимание уделено поглощению на неравновесных электронах и учету эмиссии «горячих» электронов.

На рис.1 представлен один из результатов расчета динамики генерации неравновесных носителей. По оси *x* отложено время воздействия лазерного излучения на образец, по оси *y* - изменение концентрации неравновесных носителей, по оси *z* показано изменение расстояния от поверхности вглубь материала. Таким образом, можно проследить за изменением концентрации неравновесных носителей в глубину в течение длительности импульса.

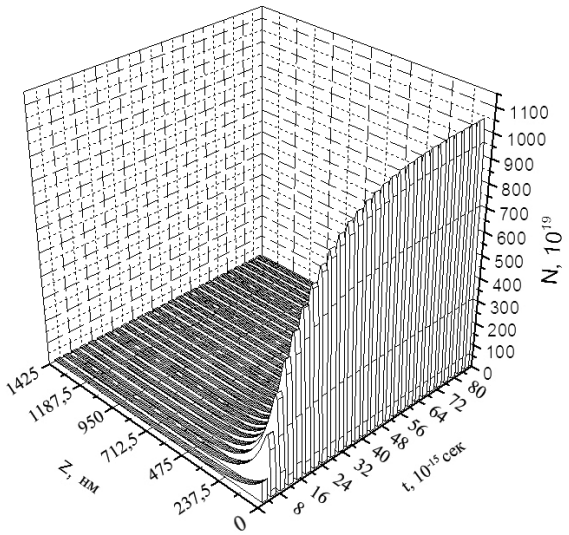



**Рис. 1**. Распределение концентрации неравновесных носителей вглубь материала для различных моментов времени

Форма импульса прямоугольная, коэффициент эмиссии $\beta = 9 \cdot 10^{5}\ м/с$; плазменная частота $\omega_p = 1.5 \cdot 10^{15}\ с^{-1}$; диффузия $D = 80 \cdot 10^{-4} м^2/с$; поток $I_0 = 2 \cdot 10^{35}\ м^{-2}с^{-1}$; глубина скин слоя $\delta = 10^{-7} м$; время межэлектронных столкновений $< \tau_{ee} > = 2 \cdot 10^{-14} с$. Из графика видно, что на некотором расстоянии от поверхности наблюдается максимум концентрации неравновесных носителей, который по мере действия импульса смещается вглубь материала.

Корректность представленной физической модели проверена на результатах экспериментов по воздействию фемтосекундных лазерных импульсов на кремний, когда энергия кванта значительно меньше ширины запрещенной зоны полупроводника.

Представленные в докладе результаты анализа позволяют сделать новый шаг в понимании общих закономерностей взаимодействия ультракороткого лазерного излучения с конденсированными средами и дадут ценную информацию для разработки практических применений ультракоротких технологий в оптоэлектронике, фотонике и биосенсорике.

The work was supported by RFBR Grant 09-02-00932-a

1. С.И. Анисимов, Б.С. Лукьянчук, успехи физических наук, **172**, №3, 301–333, (2002).

# НЕЛИНЕЙНЫЙ КОЛЬЦЕВОЙ ИНТЕРФЕРОМЕТР КАК ПРОТОТИП «АВТОМОДУЛЯЦИОННЫХ» ГЕНЕРАТОРОВ ВОЛН И КОЛЕБАНИЙ

Измайлов И.В.
Томский государственный университет, г. Томск, Россия

Оптико-физические основы работы нелинейного кольцевого интерферометра (НКИ) интерпретируются как эвристический принцип построения отдельного класса («автомодуляционных») генераторов регулярных и хаотических колебаний и волн. Описан радиоэлектронный аналог НКИ, построена математическая модель. Приведены данные экспериментов.

Нелинейный кольцевой интерферометр (НКИ), рассмотренный К. Икедой (1979), С.А. Ахмановым, М.А. Воронцовым, В.И. Шмальгаузеным (1989), Н.Н. Розановым (1997) и другими, известен как источник оптических структур и детерминированного хаоса[1–5] (рис. 1, *а*). В этом качестве он представляет собой эталонную модель нелинейной динамики в оптике, подобно генератору Ван дер Поля, системам Лоренца, Рёсслера etc. в радиофизике. Однако этим эвристический потенциал НКИ, на наш взгляд, не исчерпывается: мы попытаемся показать, что НКИ способен служить прецедентом для разработки особого класса источников колебаний и волн, сочетающих свойства модуляторов и автогенераторов. Уместно напомнить, что автогенератором называют усилитель, снабжённый положительной обратной связью. При этом подразумевают, что рост амплитуды колебаний ограничен из-за нелинейности усилителя, либо благодаря специальным мерам стабилизации. Модулятор же, как известно, изменяет (согласно характеру *внешнего* управляющего воздействия) параметры колебательного процесса. Модулятор – в отличие от автогенератора – является пассивной системой.

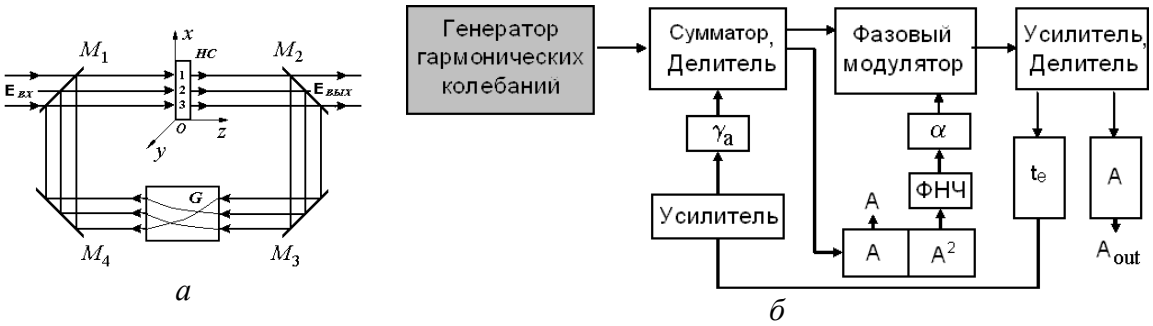



**Рис. 1.** Схематическое изображение НКИ – *а*; блок-схема генератора хаоса, генетически восходящего к НКИ, – *б*. Ход лучей в НКИ показан для случая поворота пучка (элементом *G*) в плоскости *xOy* на 120°. Приняты следующие обозначения: НС – нелинейная среда; *G* – линейный элемент, производящий крупномасштабное преобразование поля; $M_i$ – зеркала

В приближении, когда входной пучок однороден, отсутствуют диффузия молекул в нелинейной среде и крупномасштабное преобразование поля в НКИ[5], функциональным аналогом НКИ служит радиофизическое устройство (рис. 1, *б*). Блок «A, $A^2$» представляет собой комбинацию амплитудного детектора и схему возведения в квадрат, а блок «$t_e$» есть линия задержки с малой дисперсией. Блоки «A, $A^2$», «ФНЧ», «α» и «Фазовый модулятор» образуют аналог керровской среды в

НКИ. Динамика сдвига фазы θ (в блоке «Фазовый модулятор») в устройстве на рис. 1, *б* имеет вид

$$\tau_n d\theta/dt = -\theta + K_a (A/A_{вх\ max})^2,\ V=V(t)=A\sin(\omega t+\varphi(t))=V_{вх}(t)+\gamma_a V(t-\tau), \qquad (1)$$

где $K_a=\alpha\beta A_{вх\ max}{}^2/\pi^2$ – коэффициент нелинейности, $V$ – напряжение на выходе сумматора, $V_{вх}=A_{вх}\sin(\omega t+\varphi_{вх}(t))$ – входной сигнал, $\tau=t_e+\theta(t-t_e)/\omega$, $\gamma_a$ – амплитудный коэффициент передачи сигнала за один обход системы (например, от входа фазового модулятора – через контур обратной связи – до его же входа), α – коэффициент передачи умножителя, β – крутизна преобразования электрического напряжения в сдвиг фазы, $t_e$ – эквивалентное время запаздывания сигнала.

Для функционирования устройства на рис. 1, *б* нет нужды в усилителе, поскольку достаточно, чтобы выполнялось условие $\gamma_a<1$. Следовательно, предлагаемое устройство есть *пассивная* система? Но, по определению[1, с. 17, 223], усилители и генераторы – активные системы. Предположим, в рассматриваемом устройстве имеет место *положительная* обратная связь ($\omega t_e+\theta(t-t_e)=2\pi N$). Тогда по отношению к сигналу $V(t)$, циркулирующему в системе, сумматор вкупе с входным сигналом $V_{вх}(t)$ окажется «интерференционным усилителем». Его коэффициент усиления, вводимый как $A_{вых\ ус}/A_{вх\ ус}$ является скалярной (вещественной) величиной и равен $1+[A_{вх}(t)/(\gamma_a A(t-\tau))]\geq 1$. Если обратная связь является отрицательной, то имеем $1-[A_{вх}(t)/(\gamma_a A(t-\tau))]\leq 1$. При этом эффективный коэффициент передачи за проход равен, соответственно, $\pm\gamma_a+(A_{вх}(t)/A(t-\tau))$.

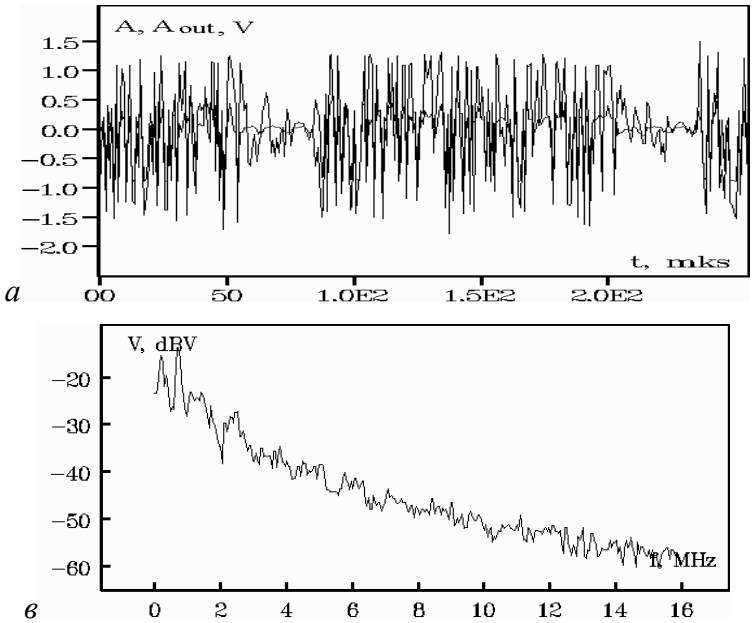
При $A_{вх}(t)$=const в указанных двух предельных случаях (для положительной и отрицательной обратной связи) амплитуда сигнала на выходе «интерференционного усилителя» с течением времени ($t\to\infty$) неизбежно стремится к $A_{вх}/(1-\pm\gamma_a)$, а коэффициент усиления и коэффициент передачи – соответственно к $\pm 1/\gamma_a$ и к 1. В этих случаях «интерференционный усилитель», действительно, ведёт себя как (не)инвертируюший усилитель с модулем коэффициента усиления $1/\gamma_a>1$. В общем случае коэффициент усиления – комплексная величина (в терминах метода комплексных амплитуд), а его модуль может и не превосходить единицы. На языке векторных диаграмм работа этого усилителя описывается вектором, соответствующим комплексной амплитуде внешнего сигнала $V_{вх}(t)=A_{вх}(t)\sin(\omega t+\varphi_{вх}(t))$, поступающего на вход сумматора, Поэтому можно говорить также о «векторном усилителе».

Подчеркнём: в устройстве на рис. 1, *б* нет усилителя как такового. Но *есть усиление*. А его коэффициент (нелинейно) зависит от величины усиливаемого сигнала $V(t)$, циркулирующего в системе. Коэффициент усиления ещё и неявно зависит от $A(t)$ – через зависимость от фазового набега θ в (1). Сочетание нелинейности (усиления) и запаздывания есть предпосылка хаотической динамики, т.е. – реализации *пассивного* (иначе говоря – «автомодуляционного») генератора хаоса. Насколько можно судить, в литературе нет интерпретации НКИ, подобной выдвинутой выше.

Эксперимент с устройством (рис. 1, *б*), созданным на радиотехнической элементной базе, доказывает возможность получения периодических сигналов (с частотой порядка 12,5 МГц) в «автомодуляционном» генераторе и хаотических колебаний (рис. 2). В этих экспериментах ω=144 МГц, время запаздывания $t_e$ имело порядок $10^{-6}$с. На рис. 2 амплитудный спектр убывает с частотой.

Предлагаемые понятия нуждаются в методологической разработке. Так, в классификации динамических систем[1, с. 17, 233] следует определить место устройства

на основе «интерференционного усиления». Предстоит выяснить преимущества интерпретации и описания кольцевой системы с внешним полем как автоколебательной системы, снабжённой нелинейным «усилителем» и обратной связью. Необходим анализ, позволяющий оптимизировать «автомодуляционный» генератор с учётом классических требований радиофизики[1], а также специфических запросов теории детерминированного хаоса[1, 2] и его приложений.



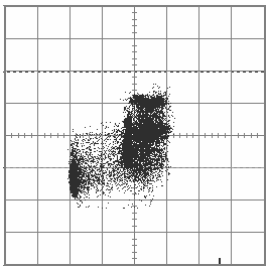




**Рис. 2.** Случай сильной нелинейности ($K_a$) и весьма слабой обратной связи ($\gamma_a$): временная реализация (*а*), фазовый портрет (*б*), фурье-спектр (*в*)


1. П.С. Ланда, Нелинейные колебания и волны. М.: Наука, 496 с., (1997).
2. С.П. Кузнецов, Динамический хаос. М: Физматлит, 296 с., (2001).
3. Новые физические принципы оптической обработки информации: сб. ст. / Под ред. С.А. Ахманова, М.А. Воронцова. М.: Наука, 263–326, (1990).
4. Н.Н. Розанов, Оптическая бистабильность и гистерезис в распределённых нелинейных системах. М.: Наука, 336 с., (1997).
5. И.В. Измайлов, А.В. Лячин, Б.Н. Пойзнер. Детерминированный хаос в моделях нелинейного кольцевого интерферометра. Томск: Изд-во Том. ун-та, 256 с., (2007).


## НЕЛИНЕЙНЫЙ КОЛЬЦЕВОЙ ИНТЕРФЕРОМЕТР В СВЕТЕ ОБЩЕЙ РЕОЛОГИИ


Измайлов И.В.

Томский государственный университет, г. Томск, Россия



Оптико-физические особенности процессов в нелинейном кольцевом интерферометре (НКИ) позволяют увидеть общее в принципах действия динамических систем различной природы. Центральным понятием развиваемой концепции («общей реологии») служит условный поток. Приведены примеры из сингулярной оптики.

По мнению автора, нелинейная оптика – один из тех разделов физики, которому объективно выпала миссия унификации и генерализации представлений о динамических системах. В развитие этого тезиса автор предлагает аксиому их исследования: все естественные и искусственные (физические, биологические, социальные, знаковые) системы и окружающие их среды есть различные целостные конфигурации базовых компонентов. К последним относятся: *условные потоки* их *аккумуляторы, модификаторы*.

*Условный поток* характеризуется счётным числом *характеристик* (поток заряда, поток массы и т.п.), каждой из которых в общем случае соответствует некоторое вещественное число. Поток аддитивен (делим и сливаем, т.е. определена операция сложения и вычитания потоков). Это значит, что каждая из характеристик тоже аддитивна. При этом должны соблюдаться некие законы сохранения характеристик (с размерностями, скажем, Кл/(м$^2$с), Вт/(м$^2$с)), а также, возможно, пропорции между величинами некоторых характеристик. Любой конкретный поток, скажем, электромагнитное поле в волноводе, в принципе возможно «пересчитать» в условный поток. *Поток* обеспечивает связь между частями системы и связи её со средой.

*Обратная связь* есть цикл на графе связей между компонентами системы. Это означает циркуляцию части условного потока, соответствующей циклу.

*Аккумулятор потока* (*элементарный*) – компонент системы, без обратной связи, способный попеременно являться то воображаемым началом, то воображаемым окончанием потока. Разновидности аккумуляторов: *источник* и *сток потока* – воображаемое начало либо окончание потока.

*Модификатор потока* (*элементарный*) – компонент системы, без обратной связи, преобразующий характеристики потоков, поступающих на его входы, в том числе – входы управления, которые можно мыслить как стоки соответствующих потоков (очевидно, что существуют (не)управляемые модификаторы потока). Иными словами, модификатор является материальной реализацией понятия функции. Поток не существует вне модификатора. Поэтому между модификаторами есть лишь границы модификаторов.

Обратимся к сюжетам из сингулярной (рис. 1) и нелинейной оптики. Распространяющийся в сплошной среде (в том числе в вакууме) пучок света правомерно рассматривать как поток, проходящий через последовательность идентичных по свойствам модификаторов.

Аналогичной по структуре системой является НКИ, когда в его контуре обратной связи реализован сдвиг светового пучка в поперечной плоскости, если моделировать его в «точечном» приближении. Нами ранее доказано[1], что в таком НКИ возможны режимы пространственного детерминированного хаоса (ПДХ, рис. 2) либо простые режимы, например, «пространственный предельный цикл». Напомним, что в этих режимах роль времени играет номер пространственной координаты, выбираемый по некоторому алгоритму. Значит, следует ожидать подобных явлений при распространении потоков различной природы.

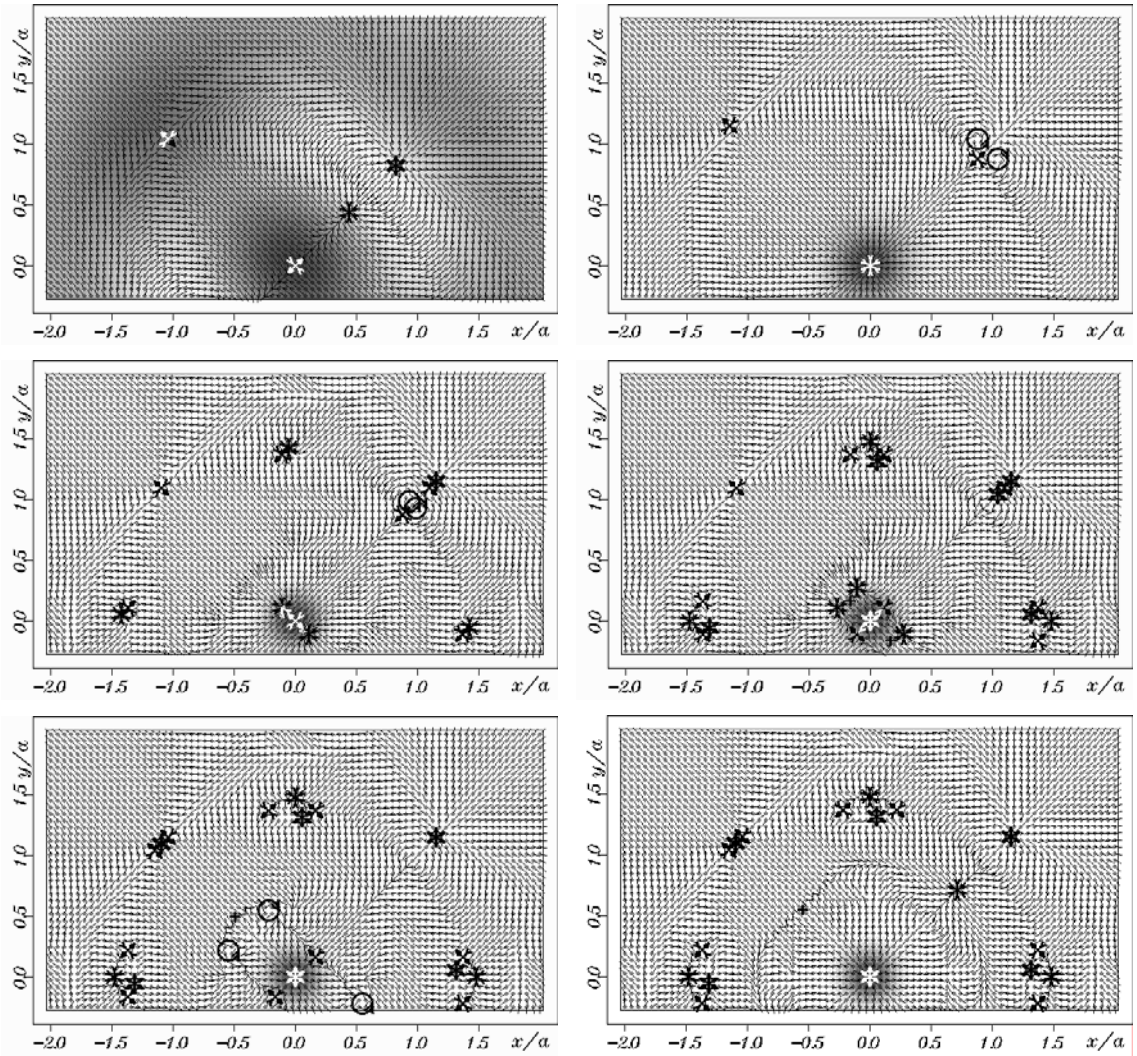



**Рис. 1.** Эволюция поля проекций градиента фазы светового пучка по мере распространения его в самофокусирующей среде показана на фоне распределения интенсивности. Символами: X, *, o – обозначены седло, узел, фокус. Черный цвет соответствует максимуму интенсивности[5]

Ограничимся потоком лазерного излучения в сплошной среде или вакууме. Известно, что наличие в поперечном сечении первоначальной фазовой неоднородности влечёт – при дальнейшем распространении – появление фокусов (оптических вихрей), сёдел, узлов, центров и других особых точек в поле проекций вектора Умова–Пойнтинга (либо градиента фазы) на поперечную плоскость. При этом возможны процессы рождения и аннигиляции особых точек. Если процесс разворачивается в вакууме, то со временем в световом пучке остаётся лишь одна особая точка типа устойчивый узел, а все остальные – аннигилируют либо выходят за пределы пучка[2]. Именно такое поведение предписывает теорема Ван Циттерта–Цернике. Данный процесс в нашей терминологии естественно интерпретировать как процесс установления статического (в пространстве) состояния, причём процесс может иметь сложный характер. Если же этот процесс протекает в нелинейных средах, скажем, в керровских[3,4], то процесс ещё более усложняется, напоминая детерминированно-хаотический (рис. 1)[5]. Он, действительно, может оказаться режимом ПДХ (в потоке оптического излучения), не приводящим к статическому (в пространстве) состоянию. Основанием для такого предположения служит факт

существования в подобных системах более простых, пространственно-периодических режимов, например, факт вращения двух близко расположенных вихрей друг относительно друга. Следовательно, оптическую турбулентность, традиционно ассоциируемую с множеством особых точек, в частности – вихрей, можно трактовать как ПДХ.

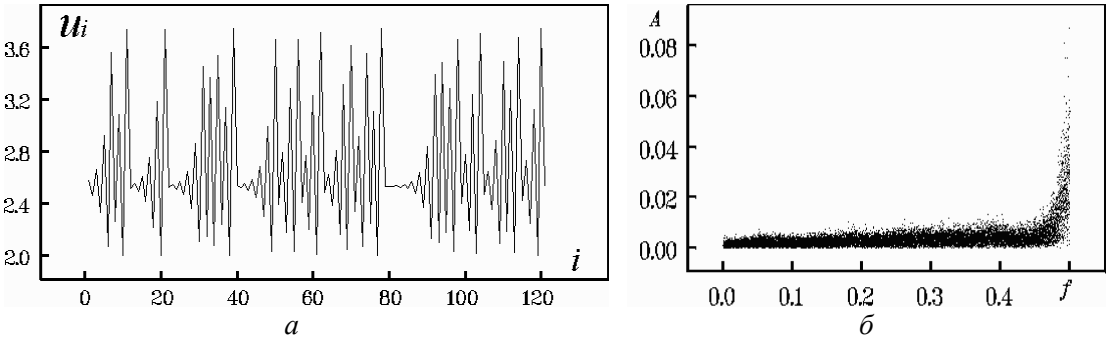



**Рис. 2.** Пространственная реализация ПДХ (*а*) и её амплитудный спектр Фурье (*б*)

Вероятно, наш подход применим к другим детерминированным системам. Так, и турбулентность в струе без продольной диффузии, если структура её неизменна во времени, можно толковать как ПДХ, в противном же случае – как переходной процесс. Но это – предмет дальнейших исследований, возможно, не только наших.


1. И.В. Измайлов, А.В. Лячин, Б.Н. Пойзнер. Детерминированный хаос в моделях нелинейного кольцевого интерферометра. Томск: Изд-во Том. ун-та, 256 с., (2007).
2. В.П. Аксёнов, И.В. Измайлов, Б.Н. Пойзнер, О.В. Тихомирова, Оптика и спектроскопия. **92**, № 3, 452–461, (2002.).
3. G.A. Swartzlander Jr., C.T. Law, Physical Review Letters, **69**. № 17, 2503–2506., (1992).
4. D. Rozas, C.T. Law, G.A. Swartzlander Jr., J. Opt. Soc. Am. B, **14**, № 11, 3054–3065, (1997).
5. V.P. Aksenov, I.V. Izmailov, B.N. Poizner, and O.V. Tikhomirova, Ukr. J. Phys. **49**, № 5, 504–511, (2004).


# ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ПОЛЯРИЗАЦИИ ИК ИЗЛУЧЕНИЯ НА НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКОЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЕ В КРИСТАЛЛЕ НИОБАТА ЛИТИЯ


Гаранькова И. А., Литвинова М. Н.

Дальневосточный государственный университет путей сообщения, г. Хабаровск, Россия



В данной статье приводятся результаты экспериментального исследования влияния поляризации на эффективность преобразования ИК излучения в ниобате лития, а также влияние вида поляроида на результат преобразования ИК излучения в ниобате лития.


В работе[1] выявлено влияние поляризации ИК излучения на спектр преобразованного излучения в кристалле ниобата лития. На основе полученных

результатов был сделан вывод о том, что в случае падающего ИК излучения поляризованного перпендикулярно оптической оси кристалла $LiNbO_3$ спектр преобразованного ИК излучения имеет несимметричный вид. В случае падающего ИК излучения поляризованного параллельно оптической оси кристалла $LiNbO_3$ спектр преобразованного излучения имеет симметричный вид.

В данной работе исследовано влияние поляризации при вращении поляроида относительно оптической оси кристалла падающего ИК излучения на эффективность нелинейно-оптического преобразования в кристалле ниобата лития.

В экспериментальной установке (рис. 1) излучение от лампы накаливания *1*проходило через модулятор *2* и фокусировалось с помощью линзы *3* на передней грани кристалла ниобата лития *4*, помещенного между двумя светофильтрами *5* и *6* (КС-19, СЗС-22). Падающее ИК излучение было направлено перпендикулярно оптической оси кристалла ниобата лития, толщиной 11 мм. Преобразованное излучение регистрировалось с помощью дифракционного монохроматора *7* и усиливалось с помощью фотоэлектронного умножителя *8*.

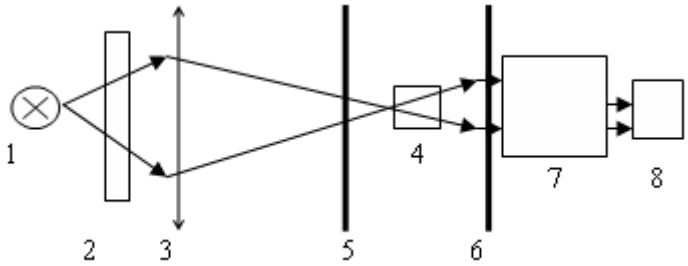



**Рис. 1.** Схема экспериментальной

Спектр преобразованного излучения располагается в области 470 – 550 нм. В ходе эксперимента перед фильтром КС-19 помещали пленочный поляроид. При повороте поляроида на некоторый угол фиксировали максимальное значение относительной интенсивности спектра преобразованного излучения. Зависимость относительной интенсивности преобразованного ИК излучения от направления поляризации относительно оси кристалла представлена на рис. 2.

Наибольшую относительную интенсивность преобразованное излучение в кристалле ниобата лития имеет в интервале от $30^o$ до $50^o$. Для данного интервала α характерно увеличение эффективности нелинейно-оптического преобразования в кристалле ниобата лития (α - угол между направлением напряженности электрического поля падающего на кристалл луча).

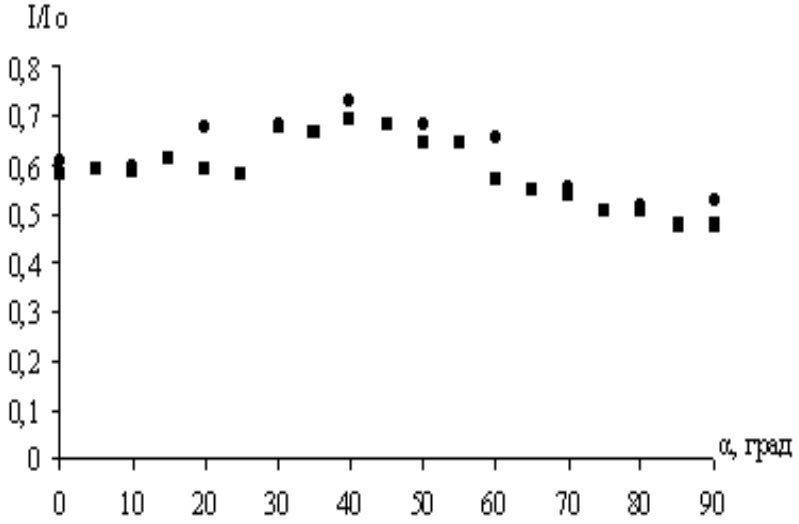



**Рис. 2.** Зависимость относительной интенсивности преобразованного ИК излучения от угла α

Чтобы понять причину усиления эффективности преобразованного излучения необходимо учесть векторный вид взаимодействия при выполнении условия фазового синхронизма[2-3].

Так, для плоскости пропускания поляризатора перпендикулярно оптической оси кристалла, основной вклад в спектр преобразованного излучения дает *oo→e* тип взаимодействия. Для плоскости пропускания параллельно оптической оси кристалла выполняется *oe→e* тип взаимодействии.

В эксперименте значение угла α между направлением напряженности поляризованного излучения и оптической осью кристалла менялось в пределах от $90^o$ до $0^o$, следовательно, в преобразованное излучение будет давать вклад одновременно все виды взаимодействия: *oo→e* и *oe→e*. В результате эффективность преобразованного излучения увеличивается.

Так как в ходе эксперимента использовался пленочный поляроид, то для него характерно смещение спектра в короткую область излучения[4]. В результате мы могли наблюдать спектр преобразованного немонохроматического излучения для кристалла ниобата лития (рис 3): а) падающее ИК излучение перпендикулярно оптической оси кристалла $LiNbO_3$; б) падающее ИК излучение параллельно оптической оси кристалла $LiNbO_3$.

При анализе данных спектров в работе[1] был сделан вывод, что для случая рис. 2, б характерно два типа взаимодействия *oe→e* и *ee→e*. Теоретический расчет в этой же работе показывает, что тип взаимодействия *ee→e* невозможен в ИК области излучения. Чтобы устранить пропускания видимого излучения на кристалл ниобата лития в ходе эксперимента в места пленочного поляризатора использовали призму Гало из кристаллов кварца, которую устанавливали непосредственно перед кристаллом ниобата лития. В результате эксперимента наблюдалось преобразование аналогичное случаю а, но отсутствовало преобразованное излучение для случая б. Данные результаты эксперимента хорошо согласуется с расчетами[1]. Объясняется данный факт тем, что кристалл кварца пропускает излучение в видимой и ИК области.

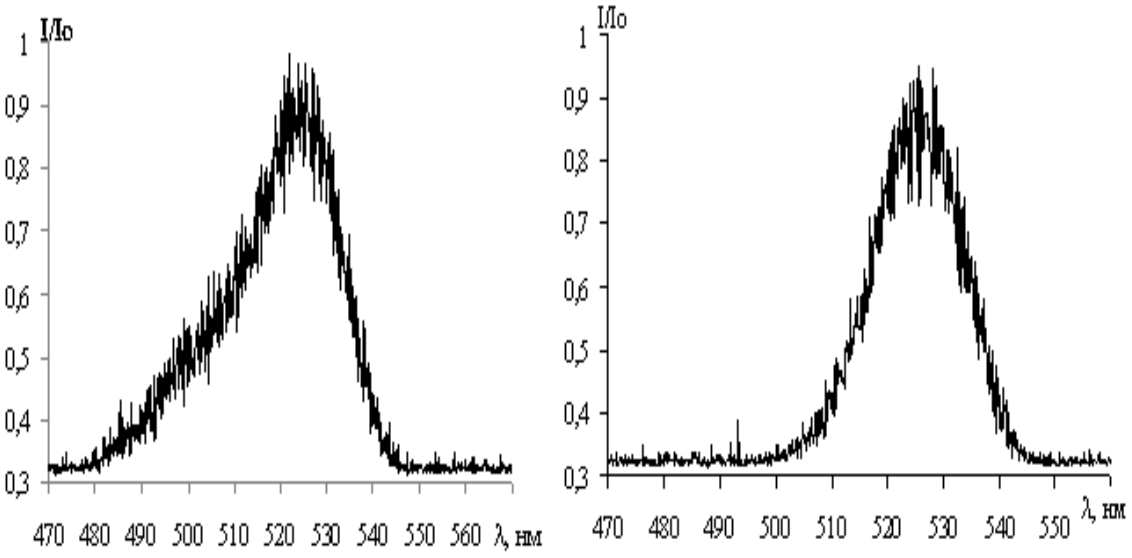



**Рис. 3.** График зависимости относительной интенсивности преобразованного ИК излучения от длины волны в кристалле ниобата лития.


1. М. Н. Литвинова, *Электрооптическая модуляция и преобразование немонохроматического излучения в анизотропных кристаллах: монография/ М. Н. Литвинова. – Хабаровск: Изд-во ДВГУПС*, 80, (2007).
2. В. В. Криштоп, *Исследование электрооптических и нелинейнооптических характеристик преобразователей широкополосного излучения на основе ниобата и иодата лития: автореферат. дис. … конд. физ.-мат. наук/Криштоп Виктор Владимирович. – Хабаровск: Изд-во ДВГУПС*, 17, (2000).
3. М. Н.Литвинова, В. И.Строганов, И. А. Гаранькова, *Особенности векторного взаимодействия световых волн в кристалле $LiNbO_3$. Сборник научных трудов международного оптического конгресса. «Оптика XXI век» Санкт-Петербург 20-24 октября 2008 г. В 2. Т/* Т.**1**. *«Фундоментальные проблемы оптики -2008». /Под ред. проф. В. Г. Беспалова, проф. С. А. Козлова – СПб*, 284, (2008).
4. Т. А. Виноградова, С. Б. Иоффе, Б. В. Кузнецов, *Оптические интерференционно-поляризационные фильтры, Труды ГОИ,* Т. 72, выпуск 206, *изд. Государственный оптический институт им. С. И. Вавилова,* 87, (1989).


# ПРОСТРАНСТВЕННО-УГЛОВАЯ СТРУКТУРА ВТОРОЙ ГАРМОНИКИ В КРИСТАЛЛЕ КТР ПРИ НАКАЧКЕ ИЗЛУЧЕНИЕМ ИСКАЖЁННЫМ СФЕРИЧЕСКОЙ АБЕРРАЦИЕЙ


Янчук О.В., Илларионов А.И.

Иркутский государственный университет путей сообщения, Иркутск, Россия

Работа посвящена исследованию процессов генерации второй гармоники в двуосных кристаллах основным излучением, искажённым сферической аберрацией.

При фокусировке основного излучения линзой, не исправленной от сферической аберрации, его волновой фронт искажается, тем самым создавая условия для реализации как коллинеарных, так и векторных взаимодействий световых волн в различных направлениях кристалла относительно его кристаллофизических осей. В работе рассчитаны все возможные углы векторного синхронизма кристалла КТР, вырезанного в направлении коллинеарного синхронизма при накачке излучением, искаженным сферической аберрацией. С учётом геометрии распространения световых волн в двуосном кристалле, а также выполнения условий коллинеарного и векторного синхронизма взаимодействующих световых волн рассчитана пространственно-угловая структура второй гармоники. Структура второй гармоники на выходной грани кристалла представляет собой несколько замкнутых кривых, соответствующих векторным и коллинеарным взаимодействиям световых волн.

## ДИФРАКЦИЯ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ НА ЭЛЕКТРИЧЕСКИ-УПРАВЛЯЕМОЙ НЕОДНОРОДНОЙ ГОЛОГРАФИЧЕСКОЙ ФПМ-ЖК ОТРАЖАТЕЛЬНОЙ РЕШЁТКЕ

Ноздреватых Б.Ф., Шарангович С.Н.
Томский университет систем управления и радиоэлектроники, Томск, Россия

В работе представлена теоретическая модель дифракции световых пучков на электрически-управляемой неоднородной голографической ФПМ-ЖК отражательной дифракционной решетке (ДР). Получены аналитические выражения оптических передаточных функций ДР, описывающие преобразование частотно-угловых спектров световых пучков.

В настоящее время исследованию голографических дифракционных структур (ДС) в фотополимерных композитных материалов с жидкокристаллической компонентой (ФПМ-ЖК) уделяется значительное внимание, так как на их основе можно создавать электрически управляемые дифракционные элементы для устройств оптической связи (оптические переключатели, мультиплексоры, фильтры и т.п.). В работе [1] представлена модель, описывающая дифракционные свойства однородных ДР (пропускающих и отражающих) с учетом статистики распределения ориентации молекул ЖК в капсуле. В работе [2] рассматривается взаимодействие световых пучков с неоднородной ДР пропускающего типа.

Целью данной работы является создание математической модели взаимодействия световых пучков с электрически-управляемой неоднородной голографической ФПМ-ЖК *отражательной* ДР с учетом статистики распределения ориентации молекул ЖК.

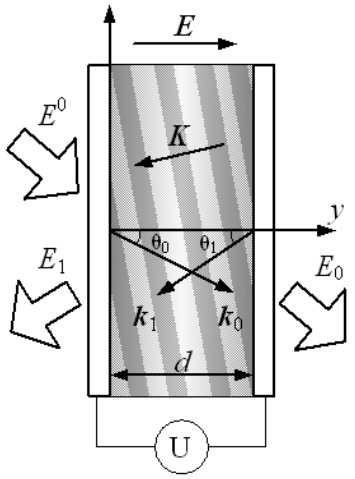



Рис.**1**. Схема дифракции

Рис.**2**. Ориентация ЖК капсул в ДР

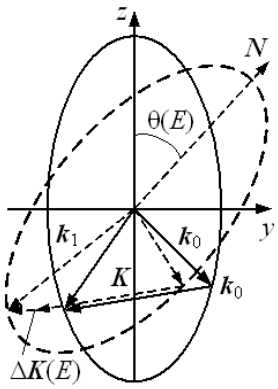



Рис.**3**. Геометрия дифракции (е-е)

Для описания взаимодействия световых пучков с ФПМ-ЖК ДР в отражательной геометрии, показанной на рис.1, воспользуемся представлением дифрагированного $\mathbf{E}_1(\boldsymbol{r},t)$ и проходящего $\mathbf{E}_0(\boldsymbol{r},t)$ пучков в виде разложения по частотно-угловым спектрам (ЧУС):

$$\mathbf{E}(\mathbf{r},t)=0{,}5\left\{\sum_{m}^{o,e}\sum_{n}^{0,1}\int\!\!\int_{-\infty}^{+\infty}\mathbf{e}_n^m E_n^m\left(\omega,\mathbf{k}_n^m,\mathbf{r}\right)\exp\left[i\left(\omega t-\mathbf{k}_n^m\cdot\mathbf{r}\right)\right]dk_{n\tau}d\omega\ +к.с.\right\} \qquad (1)$$

с медленно меняющимися комплексными амплитудами $E_n^m\left(\omega,\mathbf{k}_n^m,\mathbf{r}\right)$ спектральных составляющих, удовлетворяющих в первом приближении ММА уравнениям связанных волн (УСВ)

$$\begin{aligned}\mathbf{N}_{r0}^m\cdot\nabla E_0^m(\mathbf{r})&=iC_1^m(E)n_1^*(y)E_1^m(\mathbf{r})\exp\left[+i\Delta\mathbf{K}^m(E)\cdot\mathbf{r}\right]\\ \mathbf{N}_{r1}^m\cdot\nabla E_1^m(\mathbf{r})&=iC_0^m(E)n_1(y)E_0^m(\mathbf{r})\exp\left[-i\Delta\mathbf{K}^m(E)\cdot\mathbf{r}\right]\end{aligned}. \qquad (2)$$

Здесь $C_{0,1}^m(E)=0{,}25\omega\left(\boldsymbol{e}_1^m\langle\Delta\mathbf{e}(E)\rangle\boldsymbol{e}_0^m\right)(c_c\,n_{1,0}\cos\beta_{1,0}^m)^{-1}$, $\Delta\mathbf{K}^m(E)$ - коэффициенты связи и фазовые расстройки, зависимость которых от $E$ обусловлена переориентацией директоров **N** ЖК капсул (рис.2) и изменением геометрии дифракции (рис.3), $\langle\Delta\mathbf{e}(E)\rangle$- усредненный тензор возмущения диэлектрической проницаемости ФПМ-ЖК, определяемый при помощи статического распределения молекул ЖК в капсуле [1], $\mathbf{e}_{0,1}^m(y)$, $\mathbf{N}_{r0,1}^m$ поляризации и групповые нормали, индекс *m=o,e* характеризует взаимодействие обыкновенных и необыкновенных волн.

Для решения (2) профиль первой гармоники показателя преломления $n_1(y)$, который при голографической записи ДС в поглощающих ФПМ-ЖК как показано в работе [3] является существенно неоднородным (рис.4), аппроксимируем функцией $n_1(y)=\cosh^{-1}\left[c(sy/d-t)\right]$, представленной на рис.5 для различных значений параметров $c,s,t$. Ошибка аппроксимации при этом составляет не более 1%.

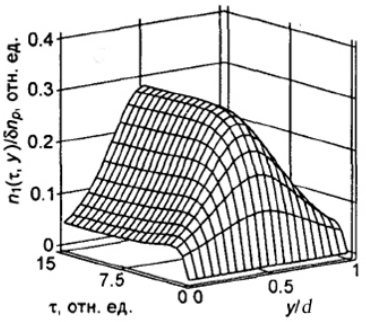



Рис.**4**. Кинетика формирования $n_1(y)$

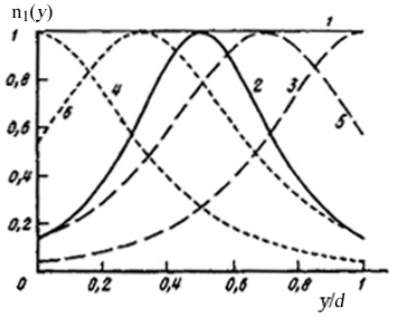



Рис.**5**. Аппроксимация $n_1(y)$

Используя граничные условия $E_1^m(y=d)=0$, $E_0^m(y=0)=E^{om}$ и методику работы [4], получим решения УСВ (2) в виде

$$E_1^m(\omega,\mathbf{k}_1^m,\mathrm{y})=H_1^m(\omega,\mathbf{k}_1^m)E^{om}(\omega,\mathbf{k}_0^m),\quad E_0^m(\omega,\mathbf{k}_0^m,y)=H_0^m(\omega,\mathbf{k}_0^m)E^{om}(\omega,\mathbf{k}_0^m), \tag{3}$$

где $H_i^m(\omega,\mathbf{k}_i^m,y)$ - комплексные передаточные функции ФПМ-ЖК отражательной ДС, характеризующие преобразование ЧУС взаимодействующих световых пучков в первом дифракционном порядке

$$H_1^m(\omega,\mathbf{k}_1^m,y)=A\Big[\xi^{(1-\tau)}F(\alpha,\beta,\tau,\bar{\xi})F(\alpha-\tau+1,\beta-\tau+1;2-\tau;\xi)- \tag{4}$$
$$-\bar{\xi}^{(1-\tau)}F(\alpha,\beta,\tau,\xi)F(2-\tau+1,\beta-\tau+1;2-\tau;\bar{\xi})\Big],$$

и нулевом дифракционном порядке

$$H_0^m(\omega,\mathbf{k}_1^m,y)=B\Big[\Big[(1-\tau)F(\alpha-\tau+1,\beta-\tau+1;2-\tau;\xi)+$$
$$+\frac{\alpha-\tau+1}{2-\tau}(\beta-\tau+1)\xi F(\alpha-\tau+2,\beta-\tau+2;3-\tau;\xi)\Big]\xi^{-\tau}F(\alpha,\beta,\tau,\bar{\xi})-$$
$$-\bar{\xi}^{(1-\tau)}\frac{\alpha\beta}{\tau}F(\alpha+1,\beta+1,\tau+1,\xi)F(2-\tau+1,\beta-\tau+1;2-\tau;\bar{\xi})\Big] \tag{5}$$

где $F(\alpha,\beta,\tau,\xi)$ - гипергеометрическая функция Гаусса,

$$A=\frac{iC_0^m d\cosh^{-1}[ct]}{2cs\bar{\xi}^{1-\tau}(1-\tilde{\xi})}\Big[F(\alpha,\beta;\tau,\bar{\xi})\left(\frac{\tilde{\xi}}{\bar{\xi}}\right)^{1-\tau}\Big\{(1-\tau)F(\alpha-\tau+1,\beta-\tau+1;2-\tau;\tilde{\xi})+$$
$$+\frac{(\alpha-\tau+1)}{(2-\tau)}(\beta-\tau+1)\tilde{\xi}F(\alpha-\tau+2;\beta-\tau+2;3-\tau;\tilde{\xi})\Big\}-\frac{\alpha\beta}{\tau}\tilde{\xi}F(\alpha+1,\beta+1;\tau+1;\tilde{\xi})\times$$
$$\times F(\alpha-\tau+1,\beta-\tau+1;2-\tau;\bar{\xi})\Big]^{-1},\quad B=-iA(C_0^m d)^{-1}2cs\xi(1-\xi)\cosh[c(sy/d-t)]$$

и использованы обозначения $\alpha=-\sqrt{G}$, $\beta=\sqrt{G}$, $\tau=b$,

$$\xi=[1+\exp[-2c(sy/d-t)]]^{-1},\ \bar{\xi}=[1+\exp[-2c(s-t)]]^{-1},\ \tilde{\xi}=[1+\exp[2ct)]]^{-1},$$

$$b=\frac{1}{2}\left(1+i\cdot\frac{\Delta Kd}{cs}\right),\quad G=-\frac{C_0^m C_1^m}{c^2s^2\cos\varphi_0\cos\varphi_1}d^2.$$

Таким образом выражения (3)-(5) представляют аналитическую модель дифракции квазимонохроматических световых пучков с электрически-управляемой неоднородной голографической ФПМ-ЖК отражательной ДР. Полученные аналитические выражения (4),(5) оптических передаточных функций ДР позволяют описать преобразование ЧУС световых пучков для произвольных эффективностей и геометрий дифракции,.

На основе численного моделирования дифракции сильно расходящихся световых пучков, с параметрами характерными для ВОЛС, на ФПМ-ЖК ДР исследовано влияние степени амплитудной неоднородности ДР, анизотропии ФПМ-ЖК на селективные, энергетические и поляризационные свойства переключательных и фильтрующих элементов на их основе.

Представленная работа выполнена в рамках проекта РНП 2.1.1.429 программы «Развитие научного потенциала высшей школы на 2009-2010 г».

1. Richard L. Sutherland, *JOSA B*, **19**, №12, 2995- 3003 (2002).
2. S. Sharangovich, B. Nozdrevatykh, S. Ustyzhanin, *Proc. of The 4-th International Conference on Advanced Optoelectronics and Lasers* (*CAOL*), , Alushta, Crimea, Ukraine, 407-409 (2008).
3. Е.А. Довольнов, С.В.Устюжанин, С.Н. Шарангович, *Известия вузов. Физика*, **49**, № 10, 81-89 (2006).
4. С.Н. Шарангович, *ЖТФ,* **65**, №1, 107-126 (1995).

## СПЕКТРАЛЬНАЯ МЕТОДИКА РАСЧЕТА И КОРРЕКЦИИ ИЗОБРАЖЕНИЙ БИНАРНЫХ МАСОК В ФОТОЛИТОГРАФИИ

Поройкова А.А., Рыжикова Ю.В.
Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Москва, Россия

Предложены аналитические формулы для спектра функции пропускания бинарных масок, граница которых составлена из отрезков прямых и дуг окружностей. Применение полученных формул позволяет существенно повысить скорость расчетов оптических изображений при когерентном и частично-когерентном освещении. Рассмотрена коррекция изображений, основанная на преобразование формы первоначального дизайна.

При численном моделировании формирования изображения в фотолитографии скорость и точность вычисления распределения интенсивности света лимитируется главным образом тем, как определен спектр функции пропускания маски $S_F$. В данной работе для расчета изображений используются аналитические формулы для спектра функции пропускания бинарных масок, граница которых составлена из отрезков прямых и дуг окружностей. Применение указанных формул позволяет существенно повысить скорость расчетов изображений. Данная методика оказывается удобной при решении задач коррекции изображений, когда для устранения дифракционных искажений, вызванных эффектом оптической близости, производится преобразование формы первоначального дизайна. Это преобразование состоит в сдвиге границ многоугольников и добавлении новых звеньев границ.

Пространственный спектр дифрагированного поля на многоугольнике произвольной формы может быть представлен в виде суммы[1]:

$$\mathrm{S_F}(\nu_x,\nu_y)=\frac{e^{i\varphi}}{8\pi^2\nu_x\nu_y}\sum_{n=1}^{M}e^{-2\pi i(\nu_x x_n+\nu_y y_n)}(\mathrm{f_n}-\mathrm{f_{n+1}}), \qquad (1)$$

где $\mathrm{f_n}=(\nu_x-k_n\nu_y)/(\nu_x+k_n\nu_y)$, $\mathrm{f_{M+1}}=\mathrm{f_1}$, $k_n=(y_n-y_{n-1})/(x_n-x_{n-1})$, $(\nu_x,\nu_y)$ – компоненты пространственных частот в плоскости изображения.

Формулу (1) можно обобщить на случай, когда некоторые участки границы являются дугами окружностей. Выбрав локальную систему полярных координат с началом в центре окружностей ($\tilde{x},\tilde{y}$), так что $x^o-\tilde{x}=r\cos\theta$, $y^o-\tilde{y}=r\sin\theta$, $r$ — радиус дуги, можем найти, что вклад дуги в функцию $\mathrm{S_F}$ дается выражением:

$$\Delta\mathrm{S_F}(\nu_x,\nu_y)=\mathrm{A}\left\{\begin{matrix} e^{-i2\pi r(\nu_y\sin\theta_2-\nu_x\sin\theta_2)}-e^{-i2\pi r(\nu_y\sin\theta_1-\nu_x\sin\theta_1)}+\\ +\tilde{\mathrm{I}}_2(\theta_2-\theta',2\pi rN)+\tilde{\mathrm{I}}_2(\theta_1-\theta',2\pi rN)\end{matrix}\right\}, \qquad (2)$$

где $\mathrm{A}=e^{i(\varphi-2\pi\nu_x x-2\pi\nu_y y)}(\nu_x/\nu_y-\nu_y/\nu_x)/8\pi^2$, $\theta_1$ и $\theta_2$ — полярные углы начала и конца дуги, $\theta'=\mathrm{arctg}(\nu_x/\nu_y)$, $\tilde{\mathrm{I}}_2(\theta,a)=-\frac{r}{2\pi iN}\int_0^{\theta}e^{-ia\sin\tilde{\theta}}\sin\tilde{\theta}d\tilde{\theta}$, $N=\sqrt{\nu_x^2+\nu_y^2}$.

Таким образом, если границы отверстий литографической маски составлены из отрезков прямых или дуг окружностей, использование представления (2) позволяет получить достаточно простые аналитические формулы для расчета спектра функции пропускания $\mathrm{S_F}$.

Описанный подход к расчету изображений не требует разложения элементов маски на простейшие (прямоугольники и треугольники) составляющие. Это позволяет радикально упростить геометрический анализ и ускорить расчет оптических изображений.

В качестве примера применения полученных аналитических соотношений (1-2) приведем результаты расчета распределения интенсивности света $\mathrm{I}(x^i,y^i)$, прошедшего через маску, граница которой задается дугами окружностей (рис.1). Такое задание рисунка на маске хорошо аппроксимирует кольцо с зазором. Элементы с такой геометрией (только больших размеров) применяются для создания искусственных сред (композитных материалов) в диапазоне СВЧ[2]. Также представляет интерес использование таких частиц и для построения фотонных кристаллов, обладающих резонансной магнитной восприимчивостью в ИК- и видимом диапазонах.

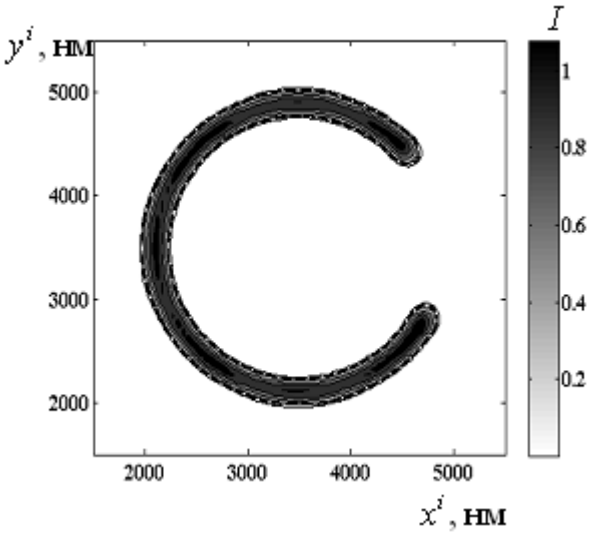
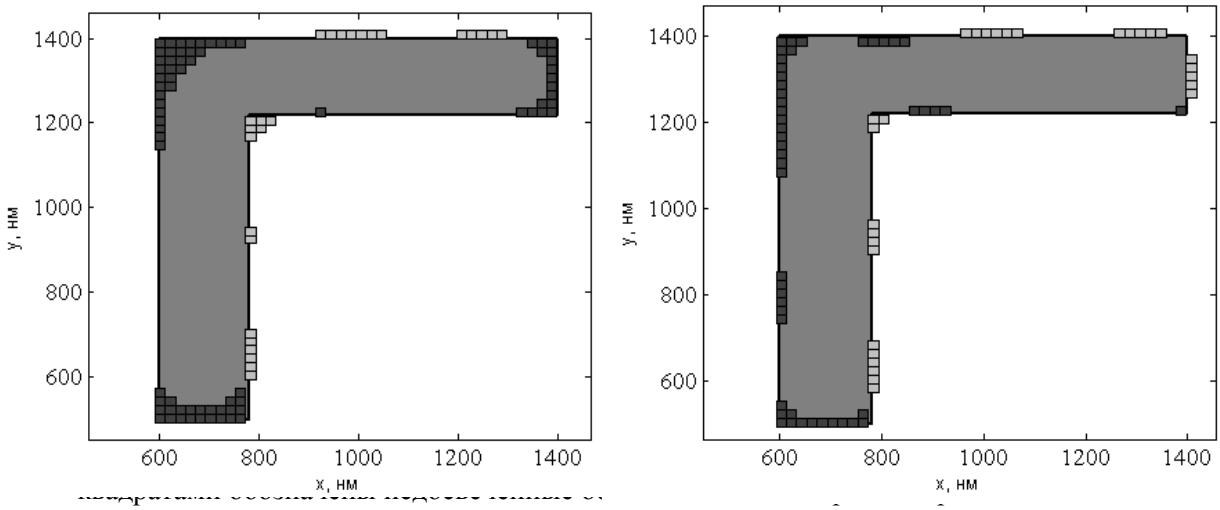



**Рис. 1.** Расчетное распределение интенсивности света в плоскости изображения. Круговой источник освещения $\lambda$=248 нм, параметр когерентности $\sigma$=0.5, числовая апертура проекционной системы $NA$=0.6

Метод коррекции изображения состоит в последовательном изменении размеров дополнительных угловых элементов и нахождении их комбинации, при которой ошибка минимальна. Отработка метода коррекции проводилась с использованием простейших допущений о поведении фоторезиста, у которого может быть два состояния: проявленное (интенсивность больше порогового значения) и непроявленное (интенсивность меньше порогового значения). В качестве порога использовано значение $\mathrm{I_{th}} = \mathrm{I_{max}}/4$, где $\mathrm{I_{max}}$ – максимальная интенсивность, которая достигается в отсутствии маски. Для оценки качества изображения введем сеточную функцию: $\mathrm{I_d}(x_i, y_j) = 1$, если точка $(x_i, y_j)$ лежит внутри прямоугольника, и $\mathrm{I_d}(x_i, y_j) = 0$ во всей остальной области, а также построим сеточные функции $\mathrm{Rz}^+(x_i, y_i)$ принимающие значения (+1) и (0), так, что $\mathrm{Rz}^+(x_i, y_i) = 1$, если рассчитанное значение интенсивности $\mathrm{I} > \mathrm{I_{th}} > \mathrm{I_d} = 0$ (соответствует наличию «лишних» пересвеченных областей); $\mathrm{Rz}^-(x_i, y_i) = 1$, если $\mathrm{I} < \mathrm{I_{th}} < \mathrm{I_d} = 1$ (что соответствует наличию недосвеченных областей). Коррекция изображения сводится к минимизации функции ошибки равной: $\mathrm{Er} = \mathrm{Rz}^+ + \mathrm{Rz}^-$. Для примера на рис.2 показана коррекция г-образного элемента (толщина линии 180 нм, высота 900 нм), основанная на введении дополнительных угловых элементов. Результаты получены при когерентном освещении с длиной волны $\lambda$=193 нм числовой апертурой проекционной системы $NA$=0.6.




1. Г.В. Белокопытов, Ю.В. Рыжикова, *Вестник Моск. ун-та. Физ. Астрон.,* №2, 41-43, (2009).
2. D.R. Smith, W.J. Padilla, D.C. Vier et al., *Phys. Rev. Lett.*, **84**, 4184-4187, (2000).

# ELECTRO-OPTICAL CHARACTERISTICS OF THE LIQUID CRYSTAL LENS WITH POLYMER NETWORK

Bielykh S.P., Subota S.L, and ReshetnyakV.Yu.,
National Taras Shevchenko University of Kyiv, Kyiv, Ukraine,

We study a tunable-focus lens in which the key element is a gradient-polymer-stabilized liquid crystal (G-PSLC) structure. In this paper we further develop theoretical model[1,2] that describes the dependence of the G-PSLC lens focal length on applied voltage and present a theoretical study of lens aberrations. Our results can be used to develop G-PSLC lenses without moving parts which permit electro-optical zooming.

In recent years there has been much interest in lenses with variable focal length. These lenses have many potential applications, for example, in medicine, industry and others.

In this paper, we focus on G-PSLC lenses. These lenses are fabricated using photopolymerization technique with Gaussian beam. A mixture of planar oriented nematic liquid crystal (NLC) and a few percent of photopolymerizable monomer is illuminated by laser beam with a Gaussian spatial intensity distribution $I = I_0 \exp\left(-\alpha\rho^2\right)$, which induces a spatially inhomogeneous polymer network[2]. This induces a spatially inhomogeneous polymer network in the cell. We assume there is strong director anchoring at the cell walls.The electro-optical response of this system to a uniform electric field exhibits an inhomogeneous circularly symmetric pattern. The radial distribution of the effective refractive index possesses a maximum in the center of the beam. This cell acts as lens on the extraordinary polarized light component passing through it. The focal length of this lens changes with voltage.

In order to investigate the director reorientation in electrical field we minimize the free energy:

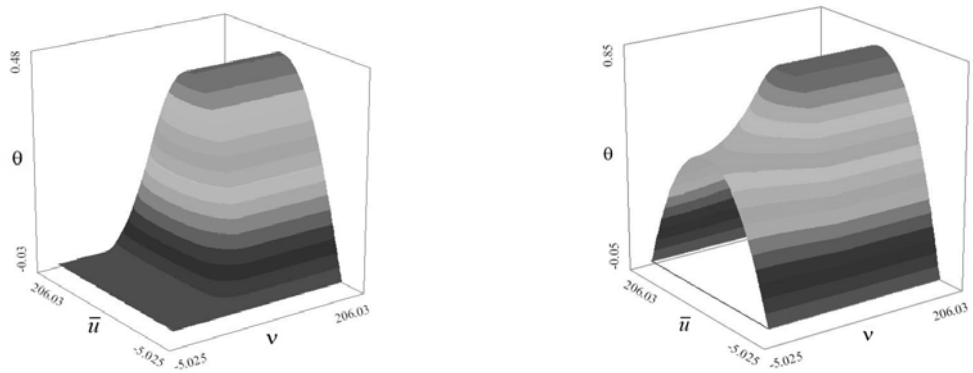
$$F = \frac{1}{2}\left[K_{11}\int(\nabla.\mathbf{n})^2 dV + K_{22}\int(\mathbf{n}\cdot\nabla\times\mathbf{n})^2 dV + K_{33}\int(\mathbf{n}\times\nabla\times\mathbf{n})^2 dV\right] - \frac{W}{2}\int N_p(\mathbf{r})(\mathbf{n}\cdot\mathbf{e})^2 dV - \frac{1}{2}\int(\mathbf{D}\cdot\mathbf{E})^2 dV \quad \text{, where} \qquad (1)$$

the first three terms in the equations are the usual elastic contribution to the LC total free energy, in the fourth term, $N_p$ is the density of the polymer network, $W$ is the anchoring energy between polymer and liquid crystal, and $\mathbf{e}$ is an unperturbed director orientation. In the last term, $\mathbf{D}$ is the electric displacement vector, which depends on $\mathbf{E}$ through the director $\mathbf{n}$, that given as $\mathrm{n} = (\cos\theta(\rho,z), 0, \sin\theta(\rho,z))$. Then using Maxwell equation, equality for the voltage $U = \int_0^L E dz$, we obtain the free energy functional:

$$F = \frac{1}{2}K\int\left[(\theta_z^{'})^2 + (\theta_\rho^{'})^2\right]dV - \frac{W}{2}\int N_p(\mathbf{r})\cos^2\theta dV - \frac{1}{2}\int D_z^2\left(\varepsilon_\perp + \varepsilon_a\sin^2\theta\right)^{-1} dV \text{ ,(2)}$$

By minimization the functional (2) we get the Euler-Lagrange equation with boundary conditions that is calculated numerically.

On the figure1 one can see the dependences of director reorientation angle on the coordinates of the nematic cell at some voltages $V = U/U_0^{th}$, where $U_0^{th}$ is the Frederiks threshold voltage for pure LC.




a) b)

**Fig. 1.** Inhomogeneous director reorientation angle at dimensionless voltage (a) V=1.3, b) V=2)

Using the director reorientation angles and Fresnel approximation we obtained lens power dependence on the applied voltage [2] (fig.2).

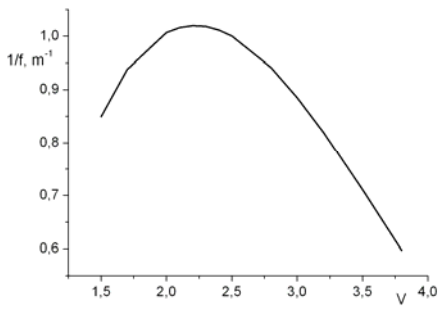


**Fig. 2.** Lens power dependence on the applied voltage

Then we consider the aberrations of this lens. Using the well-known procedures of the no absorbing crystal optics, one obtains the following integral of the optical path length of a ray inside the layer from its entrance point ($x_0, 0, z_0$) to its exit point ($x_d, 0, z_0$)[3]:

$$L = \frac{1}{k} \cdot \int_{x_0,0,z_0}^{x_d,0,z_0} \vec{k} \cdot d\vec{l} \text{ , where} \qquad (3)$$

$\vec{k}$ is the wave vector and $d\vec{l}$ is an elementary path section along the ray. According to Fermat's principle we minimize the optical path of a ray functional and calculate the ray optical path . Using Snell law lateral and longitudinal aberrations are estimated.

On the fig.3 one can see the dependence of longitudinal aberration of the G-PSLC lens on voltage.

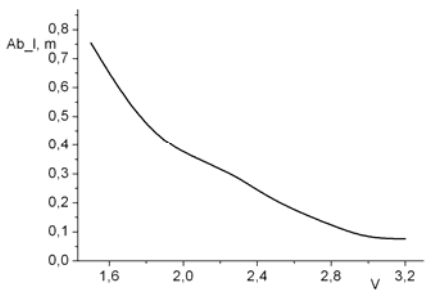



**Fig. 3.** Longitudinal aberration dependence on the applied voltage

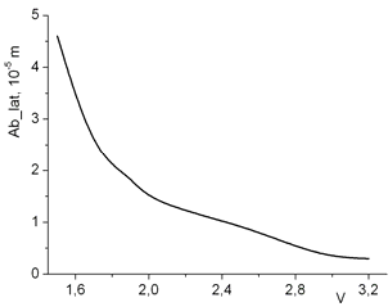



**Fig. 4.** Lateral aberration dependence on the applied voltage

So, in this paper we proposed the theoretical model that describes electro-optical characteristic of the nematic liquid crystal lens. We calculated the director profile of NLC in the cell. The focal length and lateral and longitudinal aberrations of the G-PSLC lens were estimated.


1. V. Reshetnyak, S. Subota, T. Galstian, *Mol. Cryst. Liq. Cryst.*, **484**, 187/[589] (2006).
2. V.Yu.Reshetnyak, S.M. Shelestiuk, S.L. Subota, S.P. Pavliuchenko, T.J. Sluckin, *Proc. SPIE*, **6587**, 658709-658720, (2007).
3. J.A. Kosmopoulos, H.M. Zenginoglou, *Applied Optics.*, **26**, №9, 1714-1721, (1987).

# HIGH HARMONIC GENERATION IN CLUSTERS IRRADIATED BY A LASER FIELD OF MODERATE INTENSITY

Korneev Ph.A.
National Research Nuclear University Moscow Engineering Physics Institute, Moscow, Russia

The effect of high harmonics generation in an atomic cluster is considered on the basis of simple semi-analytical model, which permits to get progress in at least qualitative study of such complex many-particle system. It is shown that coherency of the generated radiation is the deciding property in the context of its experimental observation. Two situations are considered: the cluster with small interatomic interactions inside it and without any. The consequences of the presence of such interaction are analyzed. Comparison with known experimental data is made.

The effect of high harmonic generation *in gases* has been investigated in details both theoretically and by experiment during last two decades. The UV and XUV quanta generated by this effect have been used for different applications (for example, in attosecond physics). But its low effectiveness restricts the application of this effect in technology. Therefore the search of media and laser parameters which would permit to increase the HHG effectiveness is actual. From this point of view the HHG in clusters irradiated by laser field of moderate intensity might have the perspective.

There are up to now only a few number of experimental papers about HHG in clusters[1,2,3]. In all of them it was affirmed that HHG yield in cluster medium is more or less greater than in standard monatomic gaseous medium. On the other hand there are pretty much papers with attempts to explain experimental data. In most of them the numerical calculations or simulations are presented, but due to the complicated nature of the system authors content themselves with small number of atoms in the cluster (up to several tens in the best cases). In this situation the coherent effects in harmonics generations are not so drastically important as they are in real experiments with macroscopic number of atoms. It should also be noticed here that some theoretical investigations give the opposite results in comparison with experimental data.

In this work we try to understand the nature of high harmonics generation (HHG) in clusters. There are two limiting cases. If the intensity of pump wave is strong enough (greater than $10^{15}$ W/cm$^2$) the atoms in clusters are totally ionized, and electronic nanoplasma is generated. This nanoplasma oscillates within a cluster and due to the small radius of the cluster this oscillations are nonlinear[4]. As a result the emission of the third, fifth and some higher harmonics is in principle possible, but for harmonics with greater numbers it was shown[5] that in hot cluster (at high intensity of the pump wave) they are not coherent. This makes it impossible even to observe it in experiment. On the second case, when the intensity is not so high (about $10^{13}$.. $10^{14}$ W/cm$^2$ ) another mechanism should work. Due to the short pulse duration a part of atoms may be ionized, but another part remains neutral. In this case the physics of the process may be understood in terms of so called Corkum trajectories. The electron ionized from neutral atom may return to its mother ion and recombine with emission of HH. The other possibility corresponds to the ionized electron recombined on the neighbor ion. This second case is relevant only for solid state (cluster) and it is absent in the gaseous medium. As it was mentioned above in

this paragraph, for higher intensities only lowest harmonics are effectively generated, so we do not consider here this situation.

In this work we consider the second case of relatively low laser intensities. The parameters of the field and cluster in this case fulfill the condition: $\chi = eE/m\omega^2 << R$, where $e$ is elementary charge, $E$ -- laser wave field, polarized along x-axis, $\omega$ -- is its frequency, $m$ -- electron mass and $R$ is the cluster radius.

This condition means that the amplitude of electron oscillations in the laser field is less than the cluster radius. It is true for given intensities for Ti:Sa laser when cluster radius is greater than 1 nm. This means that it consists of at least several hundred atoms. In this case ionized electron oscillates deeply within the cluster, and we may not take into account in the first approximation the gradient of the self-consistent field. We also for simplicity do not take into account neither the effect of shielding, which is determined by the ionized electron density, nor the Coulomb explosion of the cluster during the laser wave pulse duration. But these effects may be taken into account in more detailed study, for example, in molecular dynamic simulations.

In our model we consider individually each electron which motion is governed by the electromagnetic laser field and electric field of the cluster medium. Each atomic center in cluster is described by zero-range potential, and electron with the corresponded zero-range wave function in the bounded state.

We consider two possibilities. First corresponds to the cluster where atoms are not interacted with each other at all. This means that electrons are well localized each in its mother center, say in case if atoms are distanced far enough from each other. The other possibility is delocalized electrons. This means that electron may tunnel from one center to another one, or that the wave function is common for the delocalized electronic collection. The region of delocalization is defined by the interatomic distances and the rate of different processes in the electronic subsystem, such as, for example, ionization.

In both cases fir the calculation of the total high harmonic intensity it is necessary to find amplitude of transition from one atomic center in the cluster to another:

$$A_{if} = -\int_{-\infty}^{\infty} dt \int_{-\infty}^{t} dt' \int d^3p \left\langle \psi_f(t), 1_{\vec{k},\lambda} \left| \frac{e}{mc} \vec{p}\hat{A}^{(+)}(t) \right| \psi_{\vec{p}}(t), 0_{\vec{k},\lambda} \right\rangle \times \left\langle \psi_{\vec{p}}(t') \left| \frac{e}{mc} \vec{p}\vec{A}(t') \right| \psi_i(t') \right\rangle, \quad (1)$$

where $\hat{A}^{(+)}(t)$ is quantum field operator for spontaneous emission of quantum with polarization, $\lambda$ and wave vector $\vec{k}$ in dipole approximation, $\vec{A}(t')$ is the vector potential of pump wave, $\psi_{\vec{p}}(t)$ is the wave function of electron in the continuum within the cluster. The amplitude of this transition is calculated within the frames of Lewenstein model, i.e. using saddle-point method. Different roots of saddle equations in this case correspond to different classical (Corcum) trajectories, which in the very simple manner correspond to the ionization of neutral atom in the point 'i' and the subsequent recombination of the ionized electron into ion in the point 'f'. As far as the the electron oscillation amplitude is small, we may approximately take the wave function of the ionized electron $\psi_{\vec{p}}(t)$ in the Volkov form.

In the case of well distanced atomic centers in the cluster to get the net intensity of generated harmonics in cluster we sum all transition *probabilities* of an electron from neutral atoms into any ion in the cluster with high harmonics quantum emission, which is the square module of amplitude (1). If in the other case electron is delocalized in some collection of atoms we take the sum of *amplitudes* for transitions of such electrons from

one localization volume with HH quanta emission. Then the net intensity is the sum over all such electrons within a cluster.

To calculate amplitude (1) we find complex roots of the set of saddle equations. This step is done numerically for different experimental parameters. We have found several important features of the process of recombination to the neighbor ion. First, the position of 'cut-off' is the further, the further is position of neighbor ion where recombination happens. If for the recombination to the parent ion it was near 31 harmonic, then for the nearest neighbor ion it is already around 37 harmonics; for the third neighbor it is around 45, and for the fifth one -- 51. The second interesting feature is the difference between roots in one pair of 'short' and 'long' times for the same return (Strictly speaking, it is not clear for the recombination for the neighbor ion, what is 'return', so we just denote with this word those roots, which developed from corresponded parent-return roots). It is seen now, that they gives pretty different probability, but for the some critical point its values become almost the same. After this critical point, as in the case of returning to the parent ion, one root gives exponentially small probability, and is correct, while the other gives exponentially large probability and should be omitted. Third interesting feature is the much greater value of probability for the low harmonics compared to the recombination on the parent ion. This value is determined by one of the roots, it gives probability around 2 orders greater than in gas. For increased distance the value of this branch becomes smaller. This branch, as we understand, corresponds to the direct process, meaning that electron does not change the direction of its motion in such process. This is exclusive process for 'cluster' case; in gas it is impossible in principle. For the nearest neighbor the time of flight is very small, and this is the main reason of the great value of probability for this branch.

For the various distances the probability of emission of HHG quanta is of the same order. Therefore very roughly that intensity of HHG in case of non-interacting atoms due to recombination to the neighbor ion is proportional to the product of number of ions and neutral atoms in the cluster. That means that for single cluster when number of neutral atoms is small HHG intensity due to gas mechanism of recombination is much smaller than that due to the recombination on the neighbor ions.

Two cases which correspond to the interacting (with delocalized electrons) and well distanced cluster atoms give the very different results. The reason is in coherent summation of the transition amplitudes in the first case. Estimations show that for the quantitative agreement with known experimental data[1,2,3] this model is more attractive. However, if the single cluster is considered, and the number of neutral atoms is small, the second model gives much more HH intensity. But to get comparison between the theory and experiment for clustering gas in both situations we have to take into account the ensemble of clusters irradiated by pump wave. This problem has to be considered separately.

Finally, we proposed two models of HHG description in atomic cluster irradiated by the laser field of moderate intensity. In both models it is assumed that that the oscillation amplitude of hot electron cloud is less than the cluster radius. In the first model with the interacting atoms in the cluster we get coherent high harmonic signal, which is shown to be greater than in the monoatomic gas, and can lead to the greater signal in the clustering medium in the laser focus area. But the atomic interaction is evidently strong enough in case of molecular but not atomic clusters. In case of atomic clusters consisted of noble gas atoms the second model is clearer. Unfortunately, in this case the net effect for the ensemble of clusters seems to be much smaller (but nevertheless it is greater than in corresponding gaseous medium). In the consideration presented we do not take into account shielding effects, propagation phenomena in medium and Coulomb expansion of irradiated clusters. This should give some further understanding of considered effects.

The work is done with support of Russian Federal Target Program and DAAD.

1. T.D.Donnelly, T.Ditmire, K.Neuman, M.D.Perry, and R.W. Falcone, Phys.Rev.Lett., **76**, 14 (1996)
2. C.Vozzi, M.Nisoli, J-P.Caumes, G.Sansone, S.Stagira, and~S.De Stilvestri,, APPLIED PHYSICS LETTERS **86**, 111121 (2005)
3. J.W.G.Tisch, T.Ditmire, D.J.Fraser, N.Hay, M.B.Mason, E.Springate, J.P.Marangos and M.H.R.Hutchinson, J.Phys.B: At.Mol.Opt.Phys. **30** L709 (1997)
4. Fomichev S V, Popruzhenko S V, Zaretsky D F and Becker W, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys., **36**, 3817; (2003)
5. S.V. Popruzhenko, D.F. Zaretsky, D. Bauer, Laser Physics Letters **5** (9), 631, (2008)

# ТЕРАГЕРЦОВЫЙ ФОТОМЕТР ДЛЯ МЕДИКО–БИОЛОГИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Грачев Я.В., Смолянская О.А.
Санкт–Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

В работе представлена экспериментальная модель терагерцового фотометра для биомедицинских исследований. Генерация терагерцового излучения основана на облучении InAs фемтосекундными импульсами. Представлена схема собранной установки и параметры полученного ТГц излучения.

Создание эффективного, компактного терагерцового (ТГц) фотометра является востребованным в современных биомедицинских исследованиях. Широкополосное ТГц излучение имеет уникальные характеристики в данной области, что открывает новые перспективы как в диагностике заболеваний, так и в исследовании биологических систем[1]. На основе ТГц фотометра возможно исследование оптических свойств биообъектов, облучение живых систем для исследования безопасности воздействия на них ТГц излучения, также возможно создание спектрографа и томографа.

Эффект генерации электромагнитного излучения поверхностью полупроводника, которая и является фотопроводящей антенной, при возбуждении его сверхкороткими фемтосекундными импульсами объясняется динамикой образования фотоносителей – электронно-дырочных пар и их сверхбыстрым движением в приложенном или приповерхностном электрическом поле. Согласно уравнениям Максвелла, возникающий при этом ток $J(t)$ вызывает генерацию электромагнитного импульса $E(t) \sim \partial J/\partial t$, обычно в виде одного колебания со спектром, определяемым Фурье–преобразованием его временной формы. Таким образом, поверхность полупроводника работает как динамическая фотопроводящая антенна, излучающая импульсы широкополосного электромагнитного излучения длительностью в сотни фемтосекунд. Центральная частота генерации в

фотополупроводниках, как правило, находится в районе $1 \div 2$ ТГц. В качестве генераторов терагерцового излучения широко используются полупроводниковые кристаллы GaAs, InP и InAs[2]. Для увеличения эффективности генерации ТГц излучения образцы кристаллов помещаются в сильные электрические или магнитные поля[3]. Следует отметить, что, согласно модели[4] интенсивность ТГц излучения пропорциональна временным производным от концентрации электронно-дырочных пар и их скорости движения в электрическом или магнитном поле, которая определяется подвижностью носителей заряда. Одним из наиболее высоких значений подвижности электронов ~ $3 \cdot 10^4$ см$^2$/В·с обладают нелегированные кристаллы арсенида индия InAs, и именно на них достигнута в настоящее время наибольшая эффективность преобразования[4].

В работе проведено исследование параметров экспериментальной модели ТГц фотометра. В качестве источника накачки нами использовался фемтосекундный волоконный лазер EFOA-SH (Avesta, Россия). Лазер работает в импульсно-периодическом режиме с частотой повторения 50 МГц на длине волны $\lambda = 1{,}56$ мкм. Типичная длительность одного импульса 125 фс. Средняя мощность лазера составляла 137 мВт.

Излучение лазера проходило систему зеркал *2*, *3*, *5*. Линза *4*, с фокусным расстоянием 50 см, использовалась для фокусировки излучения на кристалл InAs, помещенный в поле магнита *7*, с магнитной индукцией B = 0,8 Т. Излучение, перед тем как попасть на кристалл, стробировалось механическим модулятором *6*, с частотой 24 Гц. При отражении от поверхности кристалла InAs фемтосекундного импульса происходила генерация ТГц излучения. Мощность фемтосекундного излучения перед кристаллом InAs составляла 120 мВт. Расходящееся ТГц излучение собиралось внеосевыми параболическими зеркалами *8*, *10* с фокусным расстоянием 12 см и диаметром 7 см. Расстояние от кристалла InAs до зеркала *8* составляло 12 см, между зеркалами *8* и *10* – 20 см. Фемтосекундное излучение, отраженное от кристалла, обрезалось с помощью фильтра 9 из фторопласта. ТГц излучение детектировалось неселективным оптико-акустическим приемником (ОАП) *11*, фирмы Tydex, расположенным на расстоянии 12 см от зеркала *10*. Размер установки составил 1250×500 мм. Внешний вид собранного Тгц фотометра представлен на рис.1.

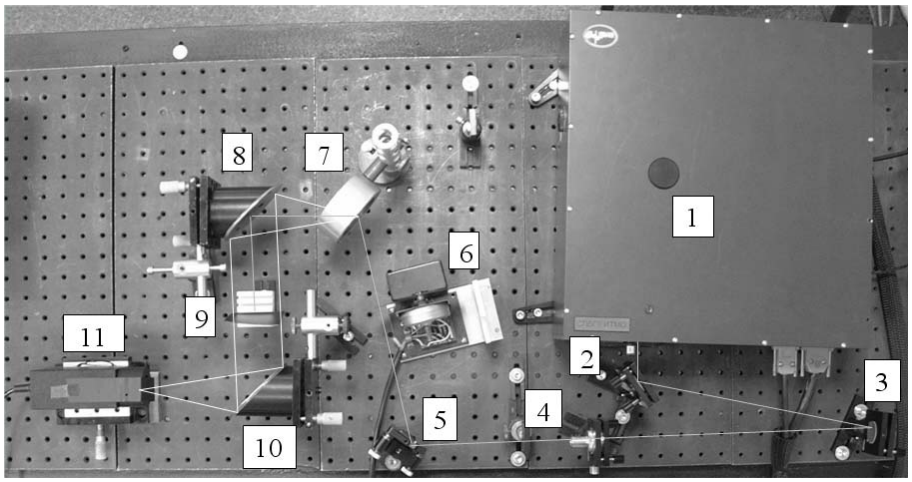



**Рис.1.** Внешний вид и схема установки. 1 – фемтосекундный лазер, 2, 3, 5 – зеркала, 4 – линза, 6 – механический модулятор, 7 – кристалл InAs в

магнитном поле, 8, 10 – параболические зеркала, 9 – фильтр, 11 – оптико-акустический приемник

ОАП был подключен к синхронному усилителю, откуда сигнал подавался на осциллограф. На рис. 2 показана типичная полученная осциллограмма. Сигнал ТГц излучения регистрировался на основной частоте модулятора – 24 Гц. Мощность ТГц излучения составляла $6 \div 8$ нВт. Получаемое с использованием InAs излучение имеет полосу частот от 0,1 до 2 ТГц[1]. Эффективность преобразования фемтосекундного лазерного излучения в ТГц составляла $10^{-7}$.

Планируется дальнейшая модернизация установки. Экспериментально известно, что мощность ТГц излучения квадратично зависит как от мощности используемого лазера, так и от величины индукции магнита. Применение магнита с индукцией 1,8 Т повысит мощность излучения в 6 раз. Использование более мощного лазера Solar FL-1, W=1.5 Вт, позволит увеличить мощность ТГц излучения в 120 раз. Данные изменения позволят увеличить мощность ТГц излучения до величины не менее 10 мкВт.

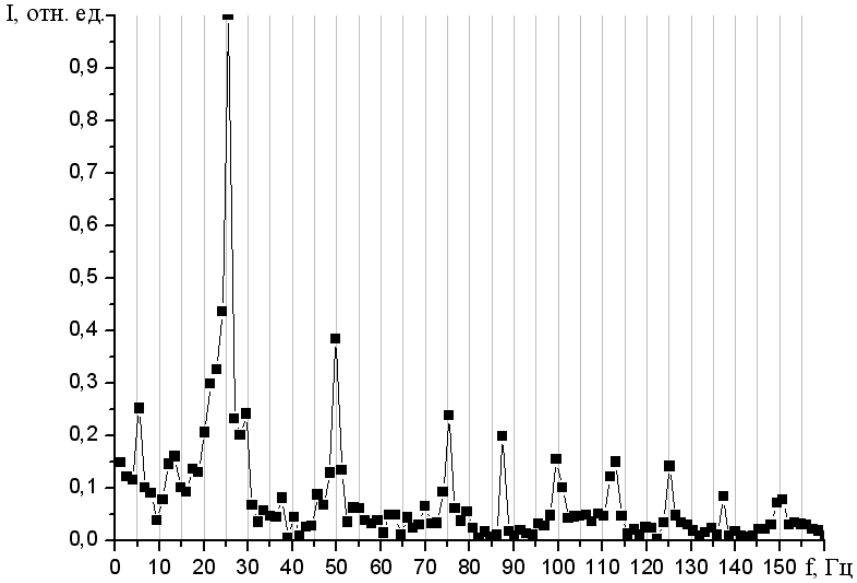



**Рис**. **2**. Осциллограмма детектируемого сигнала


1. E. Pickwell, V.P. Wallace, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **39**, R301–R310, 2006.
2. D.M. Mittleman, M. Gupta, R. Neelamani, R.G. Baraniuk, J.V. Rudd, M. Koch, *Appl. Phys.,* **V.68**, P.1085-1094, 1999.
3. В.Г. Беспалов, В.Н. Крылов, С.Э. Путилин, Д.И. Стаселько, *Опт. и спектр.*, **Т. 93, № 1**, С.158-162, 2002.
4. N. Sarukura, H. Ohtake, S. Izumida, Z. Liu, J. *Appl. Phys*.**V.84**, P.654-656, 1998.

# СПЕКТРАЛЬНЫЕ ОСОБЕННОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ ФЕМТОСЕКУНДНОГО ФИЛАМЕНТА, ФОРМИРУЕМОГО В СЖАТОМ ВОДОРОДЕ

Макаров Е.А., Путилин С.Э., Беспалов В.Г.
Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

Приведены результаты эксперимента по возбуждению лазерного филамента чирпированными фемтосекундными импульсами с энергией до 1 мДж в кювете длиной 20 см, наполненной сжатым водородом при давлении в 20 атм. В ходе эксперимента наблюдалось формирование лазерного филамента длиной до 10 см при длительностях импульса от 30 до 100 фс. Обнаружено, что в спектре излучения лазерного филамента присутствуют компоненты вращательного ВКР.

Известно, что при образовании протяженной фемтосекундной лазерной искры (филамента) происходит генерация излучения различного спектрального состава: третья гармоника, суперконтинуум[1], ВКР, терагерцовое излучение[2]. Как правило, исследования фемтосекундного лазерного филамента (ФЛФ) проводились в атмосферном воздухе. В данной работе приведены результаты эксперимента по возбуждению лазерного филамента чирпированными фемтосекундными импульсами с энергией до 1 мДж в кювете длиной 20 см, наполненной сжатым водородом при давлении в 20 атм.

В качестве источника фемтосекундного лазерного излучения в эксперименте использовалась лазерная система, состоящая из задающего генератора, стретчера, обеспечивающего отрицательную дисперсию, 8-ми проходового усилителя и временного компрессора на дифракционных решетках. Параметры задающего генератора были следующие: длины волн генерации 750-950 нм, длительность одиночного импульса <20фс, частота следования импульсов 82 МГц, энергия одиночного импульса 2 нДж, средняя мощность излучения 150 мВт. На выходе фемтосекундной лазерной системы усиленные импульсы излучения имели следующие параметры: энергия в одиночном лазерном импульсе $\geq$ 1 мДж, диаметр пучка на выходе из компрессора по половинному уровню интенсивности 5 мм, расходимость излучения не хуже $10^{-3}$ рад, частота следования импульсов 50 Гц.

Излучение фемтосекундной лазерной системы фокусировалось в кювету с сжатым до 20 атмосфер водородом. (рис.1) Длина кюветы составляла 20 см, входные окна кюветы представляли собой линзы с фокусным расстоянием в 10 см. Параметр чирпа импульса, и соответственно его длительность, изменялись при помощи расстройки компрессора путем изменения расстояния между решетками компрессора в диапазоне от 40 фс до 1 пс.

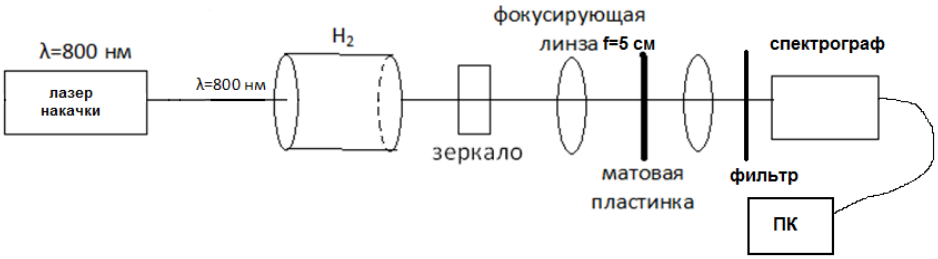



**Рис.1** Схема эксперимента

Внутри кюветы наблюдался лазерный филамент, при длительности импульса от 40 фс до 100 фс, возникающий вследствие того, что плотность энергии излучения достигает пробойной величины (~$10^{14}$ Вт/см$^2$), и в водороде возникает лазерная искра. Одновременно с формированием филамента происходит генерация суперконтинуума в конусное излучение. При увеличении длительности импульса путем увеличения его чирпа, филамент и спектральный суперконтинуум пропадали.

Спектр полученного филамента при длительности импульса 40 фс показан на рис. 2., на котором видны вращательные компоненты ВКР.

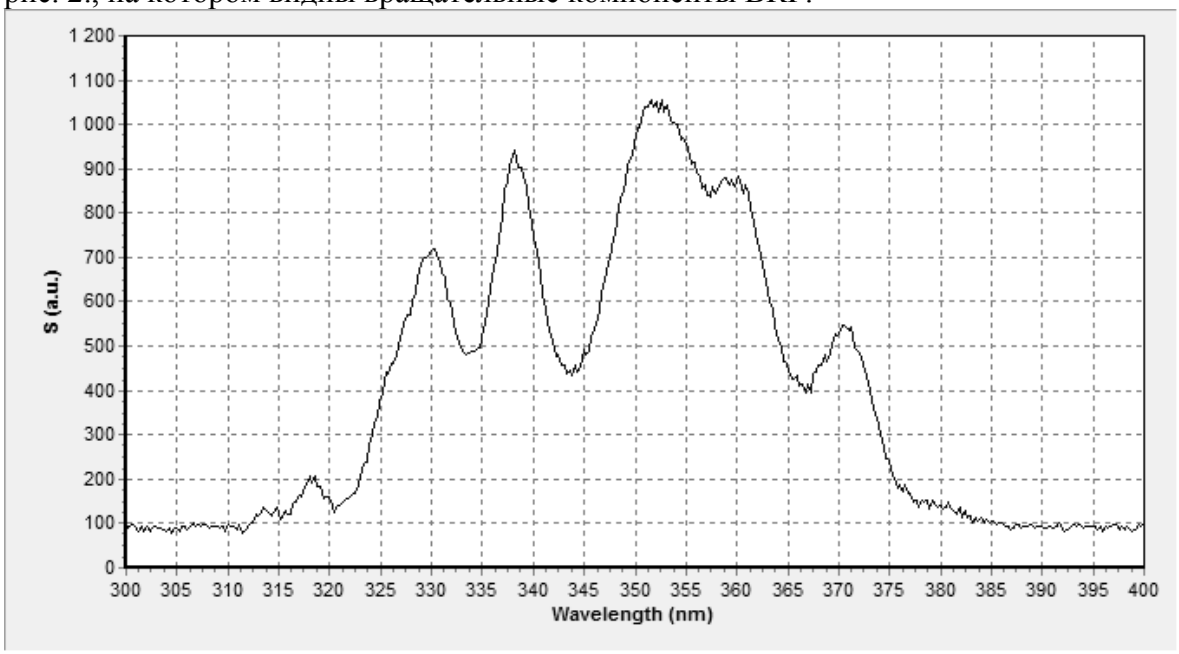



Рис.2 Спектр филамента при длительности импульса 40 фс.

В дальнейшем планируется провести серию экспериментов со следующими газами: азотом, аргоном, дейтерием, ксеноном, метаном.


1. Couairon A., Biegert J., Hauri C.P., Kornelis W., Helbing F.W., Keller U., Mysyrowicz A., Self-compression of ultrashort laser pulses down to one optical cycle by filamentation // J. Mod. Opt. 2006. V. 53. № 1-2. P. 75-85.
2. Cook D. J. and Hochstrasser R. M. Intense terahertz pulses by four-wave rectification in air // Opt. Lett. 2000. V.25. P.1210–1212.

# КОМПАКТНЫЙ ТЕРАГЕРЦОВЫЙ СПЕКТРОГРАФ

Городецкий А.А.[1], Беспалов В.Г.[1], Крылов В.Н.[1], Макаров Е.А.[1], Новоселов Е.В.[1], Грабчиков А.С.[2]

[1]Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

[2]Институт физики им. Б.И. Степанова НАНБ, г. Минск, Беларусь

В работе приводится описание и характеристики разработанной авторами установки терагерцового спектрографа. Спектрограф позволяет получать спектры пропускания и поглощения веществ в диапазоне от 0.1 до 1.6 ТГц с отношением сигнал/шум порядка $10^6$.

Терагерцовая (ТГц) область частот (100 ГГц - 10 ТГц) представляет собой довольно значительную часть спектра электромагнитных излучений, находящуюся между микроволновой радиочастотной и инфракрасной областью [1]. ТГц диапазон охватывает актуальную область колебательных, вращательных и трансляционных линий широкого класса органических и биологических молекул [2]. Беспрепятственное проникновение сквозь дымы и туманы, одежду, бумагу, дерево, пластмассу, керамику и другие материалы открывает широкие возможности для ТГц технологий с высоким пространственным и спектрально-временным разрешением, высоким отношением сигнал/шум, вследствие малости рэлеевского рассеяния излучения в этом диапазоне. Большое внимание привлекает ТГц спектроскопия с использованием импульсного сверхширокополосного излучения, получаемого с использованием фемтосекундных лазерных источников [3].

Экспериментальная оптическая схема макета ТГц спектрографа представлена на рис. 1.

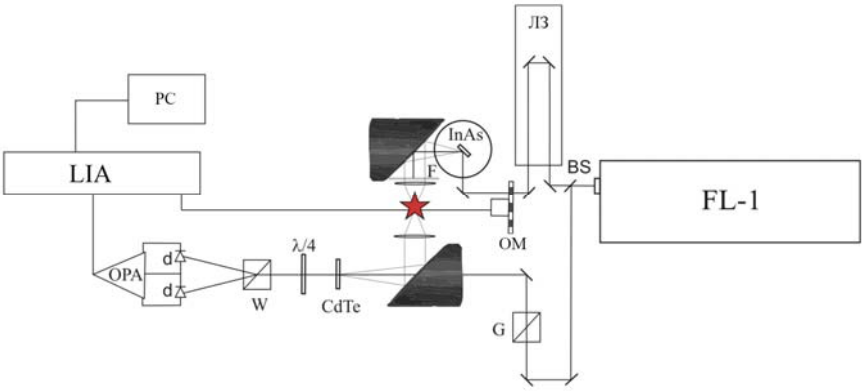



**Рис.1.** Оптическая схема терагерцового спектрометра. FL-1 - фемтосекундный Yb:KGW лазер, BS – светоделитель, ЛЗ - оптическая линия задержки, OM– оптико-механический модулятор, F – фильтр, λ/4 – четвертьволновая пластина, W – призма Волластона, G – призма Глана, LIA - синхронный усилитель, PC – компьютер.

В оптической схеме лазерный пучок от фемтосекундного лазера, при помощи светоделительной пластины разделяется на пробный пучок и пучок накачки. Пучок накачки, пройдя через линию оптической задержки с шаговым двигателем, управляемым с персонального компьютера, с помощью системы зеркал попадает на нелегированный полупроводниковый кристалл арсенида индия и помещенный в постоянное магнитное поле, являющийся генератором ТГц излучения [4,5].

Генерируемое ТГц излучение коллимируется внеосевым параболическим зеркалом, после чего попадает на фильтр во избежание прохождения в дальнейший измерительный тракт мощного лазерного пучка. В дальнейшем ТГц излучение фокусируется на исследуемый объект ТГц линзой с фокусом 5 см, а после прохождения объекта собирается софокусной линзой и фокусируется параболическим зеркалом на электрооптический детектор – кристалл теллурита кадмия, вырезанный по направлению [100]. При попадании одновременно пробного пучка фемтосекундного излучения и пучка ТГц излучения на электрооптический кристалл, ТГц импульс в кристалле наводит двулучепреломление для пробного пучка, вследствие электрооптического эффекта [6]. Величина двулучепреломления прямо пропорционально напряженности электрического поля ТГц волны в данной временной точке *E (t)*. С помощью линии оптической задержки изменялось время пересечения ТГц импульса и импульса пробного пучка в кристалле и дальнейшая схема проводила измерение наведенного двулучепреломления.

Отличительной особенностью метода когерентной импульсной терагерцовой спектроскопии является возможность непосредственного измерения величины и направления электромагнитного поля, что позволяет получить информацию об амплитуде и фазе поля прошедшего импульса и далее вычислить показатель преломления, коэффициент поглощения и дисперсию исследуемой среды [1].

Для верификации метода было проведено сравнение спектров, полученных на нашей установке с литературными данными и спектрами, полученными в других лабораториях.

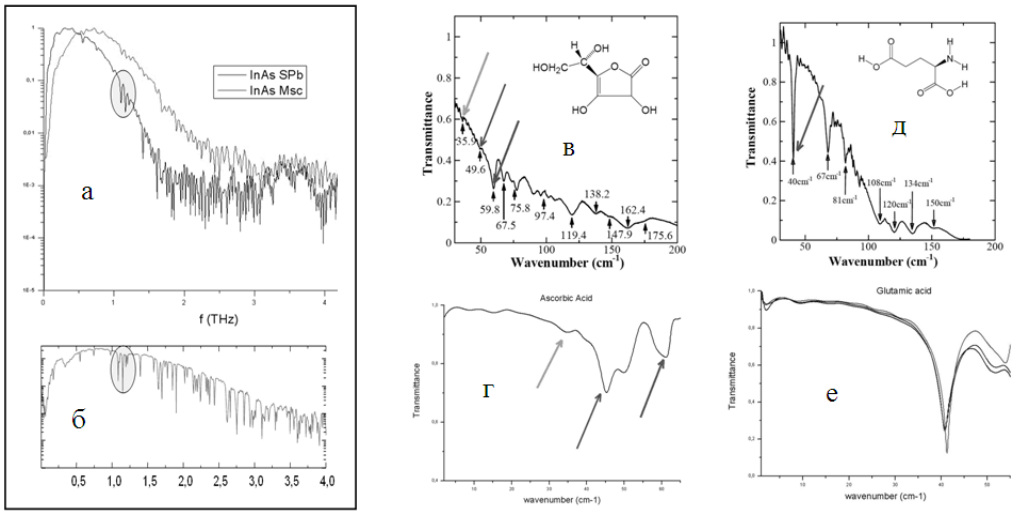



**Рис. 2.** Спектры генерации ТГц излучения, полученные на установке МЛЦ МГУ и на установке СПбГУ ИТМО (а). Спектры генерации из книги [1] (б), спектры пропускания аскорбиновой кислоты, полученный FTIR методом (в), аскорбиновой кислоты, полученный на нашей установке (г), глютаминовой кислоты, полученный FTIR методом (д), глютаминовой кислоты, полученный на нашей установке (г), кружочками отмечены линии поглощения воды.

На рис. 2 приведены спектры генерации ТГц излучения, полученные на установке МЛЦ МГУ и на установке СПбГУ ИТМО, совпадение линий поглощения водяных паров в обоих спектрах, не только друг другом, но и с литературными данными [1], говорит о достоверности получаемых нами результатов.

Были также проведены измерения спектра пропускания известных веществ, таких как аскорбиновой и глютаминовой кислот, хорошее соответствие между наблюдаемыми линиями позволяет говорить о достоверности получаемых нами спектров.


1. Lee, Yun-Shik. *Principles of terahertz science and technology*. Springer Science+Business Media, LLC, XII. 340 P. 298 illus., Hardcover ISBN: 978-0-387-09539-4 (2009).
2. Pickwell E., Wallace V. P., *J. Phys. D: Appl. Phys.* **V.39.** R301–R310 (2006.).
3. Hangyo M., Nagashima T., Nashima S., *Meas. Sci. Technol.* **Vol. 13**. P. 1727-1738 (2002).
4. Беспалов В.Г., Городецкий А.А., Денисюк И.Ю., Козлов С.А., Крылов В.Н., Лукомский Г.В., Петров Н.В., Путилин С.Э., *Оптический журнал.* **Т 75.** № 10. С. 34-41 (2008).
5. Беспалов В. Г., Крылов В. Н., Путилин С. Э., Стаселько Д. И. *Опт. и спектр.* Т. 93. № 1. С. 158-162 (2002).
6. Wu Q., Zhang X.-C. *Appl. Phys. Lett.* **67** P. 3523-3525(1995).


# ПРИМЕНЕНИЕ ПОДХОДА НА ОСНОВЕ КОМПЛЕКСНОЙ ОГИБАЮЩЕЙ ДЛЯ МОДЕЛИРОВАНИЯ САМОФОКУСИРОВКИ ИМПУЛЬСОВ ИЗ МАЛОГО ЧИСЛА КОЛЕБАНИЙ СВЕТОВОГО ПОЛЯ В ПРОЗРАЧНЫХ СРЕДАХ


Лашкин Д.В., Бахтин М.А., Берковский А.Н., Шполянский Ю.А.
Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия



На основе уравнения для комплексной огибающей промоделирована самофокусировка импульсов из малого числа колебаний поля. Показано, что учет генерации кратных частот необходим для корректного описания структуры высокочастотного крыла спектра.


**Введение**

Для нелинейной оптики фемтосекундных импульсов важен и актуален вопрос выбора теоретических подходов, на основе которых строятся модели эволюции электромагнитного излучения в прозрачных средах. Фундаментальным для описания динамики квазимонохроматических световых импульсов был подход, основанный на рассмотрении комплексной огибающей их электрического поля[1]. Изначально целью введения огибающей был анализ медленных по сравнению с периодом колебаний изменений огибающей длинных импульсов. Уравнения для огибающих были обобщены на случай фемтосекундных импульсов с широкими, в том числе континуумными, спектрами, ширина которых сопоставима с центральной частотой[2]. Однако корректность и целесообразность распространения такого подхода на случай излучения с континуумным спектром, а также предельно коротких импульсов (ПКИ) из малого (меньше 10) числа колебаний поля вызывала дискуссии.

В случае ПКИ временной масштаб сопоставим с одним периодом колебаний и введение огибающей не является необходимым. Поэтому параллельно развивался подход, связанный с рассмотрением эволюции непосредственно электрического поля фемтосекундных импульсов или его спектра. В работе[3] было выведено уравнение для электрического поля излучения с широким временным, но узким пространственным спектром, распространяющегося в прозрачной среде с дисперсией и электронной кубической нелинейностью. На основе этого уравнения в работе[4] были изучены сценарии параксиальной самофокусировки в кварцевом стекле ПКИ со спектром в области нормальной и аномальной групповой дисперсии. Было показано, что при меньшей входной интенсивности ПКИ их нестационарная самофокусировка приводит к появлению световых образований вида световой гантели, а при более высокой интенсивности – вида светового пузыря.

В настоящей работе показано, как обобщить уравнение для комплексной огибающей ПКИ с широким временным и узким пространственным спектром, чтобы оно было эквивалентным уравнению для электрического поля[3]. Разработаны и реализованы методы численного решения уравнений для поля и огибающей, позволяющие рассчитывать сценарии самофокусировки ПКИ и получать идентичные результаты при эквивалентной постановке задач. Показано, что пренебрежение генерацией утроенных частот в традиционных уравнениях для огибающей[1,2] приводит к некорректному предсказанию структуры высокочастотного (“синего”) крыла спектра, формирующегося при самофокусировке ПКИ.

**Комплексная огибающая оптического излучения с континуумным спектром**

Электрическое поле $E$ оптического сигнала с произвольным временным профилем и частотным спектром может быть представлено в виде[5]:

$$E(t) = \tfrac{1}{2}\mathcal{E}(t)\exp(i\omega_0 t) + к.с., \qquad (1)$$

где $\mathcal{E}$ – комплексная огибающая на частоте $\omega_0$; $t$ – время; “*к.с.*” обозначает комплексное сопряжение. Заметим, что в случае импульсов с широкими спектрами выбор параметра $\omega_0$, вообще говоря, неоднозначен. Договоримся определять $\omega_0$ как центральную частоту спектра импульса на входе в среду: $\omega_0 = \int_0^{+\infty} \omega |G(\omega)|^2 d\omega$. Здесь $G(\omega)$ - спектральная плотность, связанная с $E(t)$ соотношениями:

$$G(\omega) = F\big(E(t)\big) = \int_{-\infty}^{+\infty} E(t)\exp(-i\omega t)dt;\; E(t) = F^{-1}\big(G(\omega)\big) = \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{+\infty} G(\omega)\exp(i\omega t)d\omega, \qquad (2)$$

где $\omega$ - частота; $F$, $F^{-1}$ - прямое и обратное преобразования Фурье.

Представление (1) не дает очевидного правила расчета комплексной огибающей по заданному распределению электрического поля произвольного вида. Такая процедура следует из теории аналитического сигнала[5]:

$$\mathcal{E}(t) = 2\exp(-i\omega_0 t)\cdot F^{-1}\big[H(\omega)G(\omega)\big], \qquad H(\omega) = \begin{cases} 1, & \omega \ge 0, \\ 0, & \omega < 0. \end{cases} \qquad (3)$$

В частотной области формула (3) переходит в выражение для спектра комплексной огибающей:

$$\mathcal{E}(\omega - \omega_0) = F\big(\mathcal{E}(t)\big) = 2H(\omega)G(\omega), \qquad (4)$$

т.е. с точностью до коэффициента 2 частотный спектр огибающей получается из спектральных компонент электрического поля с неотрицательными частотами,

сдвинутых влево на $\omega_0$. Выражения (1), (3) взаимно однозначны, если спектр $\mathcal{E}(t)$ не содержит компонент на частотах $\omega < -\omega_0$. Выражения (3), (4) применимы для расчета огибающей ПКИ и излучения с континуумным спектром.

**Уравнения для электрического поля и комплексной огибающей излучения с континуумным спектром**

Параксиальная динамика электрического поля $E(x, y, z, t)$ ПКИ в однородной изотропной нелинейной среде в работе [4] изучалась на основе уравнения [3]:

$$\frac{\partial E}{\partial z} + \frac{N_0}{c}\frac{\partial E}{\partial t} - a\frac{\partial^3 E}{\partial t^3} + b\int_{-\infty}^{t} E dt' + g\frac{\partial E^3}{\partial t} = \frac{c}{2N_0}\Delta_\perp \int_{-\infty}^{t} E dt', \qquad (6)$$

где $N_0, a, b$ характеризуют зависимость показателя преломления среды $n$ от частоты $\omega$:

$$n(\omega) = N_0 + ac\omega^2 - bc/\omega^2. \qquad (7)$$

В (6) константа $g = 2n_2/3c$ описывает безинерционную кубичную нелинейность диэлектрика, $n_2$ - его коэффициент нелинейного показателя преломления (в СГСЕ), $c$ - скорость света в вакууме, $z$ - направление, вдоль которого распространяется излучение, $\Delta_\perp$ - поперечный лапласиан.

В настоящей работе показано, что линейная и нелинейная части эквивалентного уравнения для комплексной огибающей $\mathcal{E}(x, y, z, t)$, записанные, соответственно, в частотной и временной области, имеют вид:

$$\frac{\partial \mathcal{E}(\omega)}{\partial z} + i\frac{(\omega+\omega_0)n(\omega+\omega_0)}{c}\mathcal{E}(\omega) = -\frac{ic}{2(\omega+\omega_0)N_0}\Delta_\perp \mathcal{E}(\omega), \qquad (8)$$

$$\frac{\partial \mathcal{E}}{\partial z} + \frac{3g}{4}\left[\frac{\partial}{\partial t}\left(\mathcal{E}|\mathcal{E}|^2\right) + i\omega_0 \mathcal{E}|\mathcal{E}|^2\right] + \frac{3g}{4}\mathcal{E}^2\left[\frac{\partial \mathcal{E}}{\partial t} + i\omega_0 \mathcal{E}\right]\exp(2i\omega_0 t) = 0. \qquad (9)$$

Уравнения (8), (9) могут быть формально объединены в одно уравнение, например, применением преобразования Фурье к (9) и последующим суммированием (8), (9).

Уравнение (8) непосредственно инкорпорирует дисперсионную зависимость $n(\omega)$ прозрачной среды. При подстановке в (8) зависимости (7) система (8), (9) точно эквивалента уравнению для поля (6). Кроме этого в (8) может быть подставлена дисперсионная зависимость произвольного вида, удовлетворяющая условию:

$$n(\omega) = N_0 + \Delta n(\omega), \quad \Delta n(\omega) << N_0, \quad N_0 = const(\omega). \qquad (10)$$

Слагаемое в правой части (8) описывает поперечные пространственные эффекты. Его действие на спектр огибающей эквивалентно действию слагаемого в правой части (6) на электрическое поле во временной области. Это слагаемое включает в себя оператор самоукручения заднего фронта[2,4], который необходимо использовать в случае ПКИ.

В (9) кроме привычных в уравнениях для огибающих эффектов самовоздействия (второе слагаемое в левой части) учитываются также эффекты генерации кратных нечетных частот и их взаимодействие с излучением на основных частотах (третье слагаемое).

**Численное моделирование**

В работе разработаны и реализованы методы численного решения уравнений для электрического поля и комплексной огибающей, позволяющие рассчитывать сценарии самофокусировки ПКИ и получать идентичные результаты при эквивалентной постановке задач. Для расчета дисперсии и дифракции, а также для высокоточной аппроксимации производной по времени в нелинейных слагаемых применен алгоритм быстрого преобразования Фурье.

Численная модель позволяет сопоставлять и сравнивать влияние эффектов самвоздействия и генерации кратных частот на сверхуширение спектра. Показано, что пренебрежение кратными частотами в традиционных уравнениях для огибающей[1,2] приводит к некорректному предсказанию структуры высокочастотного (“синего”) крыла спектра, формирующегося при самофокусировке ПКИ.

Работа поддержана грантом Президента Российской Федерации для государственной поддержки молодых российских ученых № МК-844.2009.2.

1. Ахманов С.А., Выслоух В.А., Чиркин А.С. *Оптика фемтосекундных лазерных импульсов. – М.: Наука,* 312с., (1988).
2. Brabec Th., Krausz F. *Nonlinear optical pulse propagation in the single-cycle regime. – Phys. Rev. Lett.*, **v.78**, N7, p. 3282–3285, (1997).
3. Козлов С.А., Сазонов С.В. *Нелинейное распространение импульсов длительностью в несколько колебаний светового поля в диэлектрических средах. – ЖЭТФ*, **т. 111**, N 2, с. 404-418, (1997).
4. Berkovsky A.N., Kozlov S.A., Shpolyanskiy Yu.A., *Self-focusing of few-cycle light pulses in dielectric media, Phys. Rev. A*, **v. 72**, 043821(9), (2005).
5. Gabor D. *Theory of communication. – J. IEE*, **v. 93**, (pt.3), p. 429-457, (1946).

## ИССЛЕДОВАНИЕ ФАЗОВЫХ МИКРООБЪЕКТОВ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫМИ МЕТОДАМИ

И.Ю.Федоров, В.А.Бабенко, А.Ф.Малый
Физико-Технический Институт им. А. Ф. Иоффе РАН,
Санкт Петербург, Россия

Получены изображения фазовых микрообъектов в полосах бесконечной ширины. Выявлено, что использование однопучковой схемы регистрации требует сложного математического обсчета изображений.

Применение методов спекл интерферометрии для визуализации и исследования фазовых микрообъектов является новым шагом по пути использования хорошо известных методик[1, 2]. Свойства фазового объекта позволяют регистрировать интерферограмму без опорного пучка по схеме, совпадающей с голографической схемой Габора с осевым опорным пучком, т.е. получить интерферограмму в полосах бесконечной ширины. Полученное распределение, после простейшей компьютерной обработки, представляет собой интерферограмму в полосах бесконечной ширины, которая полностью описывает фазовое распределение в объекте и позволяет визуализировать сам объект.

Для получения спекл-интерферограмм фазовых микрообъектов в полосах бесконечной ширины был создан лабораторный макет. Объектом исследования

являлись фазовые микрообъекты: пузырек воздуха (диаметр ≈10 мкм) в стекле (рис.1) и сухой эритроцит (толщина ≈ 2 мкм и диаметр ≈ 6-8 мкм) (рис.2).

а б с

**Рис. 1.** Изображения пузырька воздуха в стекле в полосах бесконечной ширины

В эксперименте плоская монохроматическая волна освещает исследуемый фазовый микрообъект и с увеличением проецируется на матовое стекло, проходя через предварительно зарегистрированную на фотопластинке голограмму, формируя спекл распределение. Полученное распределение регистрируется фотокамерой и затем вводится в компьютер, где осуществляется процедура вычитания из полученного распределения изображения фона матового стекла. Результатом является интерферограмма исследуемого объекта в полосах бесконечной ширины.

а б с

**Рис.2.** Изображение сухого эритроцита в полосах бесконечной ширины

Визуализация объекта может быть осуществлена пересчетом набега фазы в толщину объекта, соответственно интенсивности света в каждой точке интерферограммы с учетом полученных максимумов и минимумов.

На рис.1, а и 2, а приведены фотографии рассеивателя без проекции объекта, рис.1, б – изображение рассеивателя с проекцией на него пузырька воздуха, рис.2, б – изображение рассеивателя с проекцией на него сухого эритроцита. На рис.1, с и рис.2, с показаны результаты компьютерного вычитания соответствующих изображений «а» из «б», т.е. интерферограмма исследуемого объекта в полосах бесконечной ширины с некоррелированным фоном.

Из рисунков видно, что переходы от максимумом к минимумам в интерферограмме являются достаточно четкими. Однако, промежуточные значения искажены регулярными помехами (наклонными полосами), избавиться от которых не представляется возможным, т.к. они связаны с переотражением лазерного излучения на поверхностях носителя, содержащего исследуемый объект (объект находится в или на стекле).

Таким образом, сама подготовка объекта к исследованию становится достаточно сложной, т.к. требуется, по крайней мере, носитель с плоско

параллельными поверхностями. Кроме того, реализация данного подхода для визуализации микрообъектов требует достаточно сложного математического аппарата для обработки полученных интерферограмм.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 08-07-13537-офи-ц.

1. Островский Ю.И. и др. Голографическая интерферометрия. М., Наука, 1977.
2. В.П.Рябухо, *Соросовский образовательный журнал*, **7**, №5, с.102-109, (2001).

# НЕЛИНЕЙНОЕ ОТРАЖЕНИЕ ДВУХ ПАДАЮЩИХ ПОД РАЗНЫМИ МАЛЫМИ УГЛАМИ ПАРАКСИАЛЬНЫХ СВЕТОВЫХ ВОЛН ИЗ МАЛОГО ЧИСЛА КОЛЕБАНИЙ

Турков В. К.
Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

Исследовано одновременное нелинейное отражение двух параксиальных световых волн из малого числа колебаний с разными центральными частотами при падении их на границу раздела сред под малыми, но в общем случае разными углами. Зависимости параметров волн, отраженных от нелинейной среды на кратных и комбинационных частотах, от пространственно-временных характеристик падающего излучения иллюстрированы на примере отражения суперпозиции полей фемтосекундных импульсов первой и второй гармоник титан-сапфирового лазера от кварцевого стекла.

Зависимость пространственно-временного спектра отраженного излучения $G_{ref}$ от спектра параксиального излучения $G_{inc}$, падающего на границу раздела линейной и нелинейной сред под малым углом, имеет вид[1]:

$$G_{ref} = \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2}\left(1 + \frac{c^2}{n_1 n_2}\frac{k_x^2 + k_y^2}{\omega^2}\right)G_{inc} - \frac{4\pi\chi S}{(n_1 + n_2)^2}, \qquad (1)$$

где

$$G_{ref,inc}(\omega, k_x, k_y) = \iiint E_{ref,inc}(t, x, y)\exp[i(\omega t - k_x x - k_y y)]dtdxdy, \qquad (2)$$

$E_{ref}$, $E_{inc}$ - поля отраженной и падающей волн излучения соответственно, $n_1(\omega)$ и $n_2(\omega)$ – линейные показатели преломления граничащих сред, $\chi$ – нелинейная восприимчивость отражающей среды, $\omega$, $k_x$, $k_y$ – временные и пространственные частоты.

$$S(\omega, k_x, k_y) = \frac{1}{(2\pi)^6}\iiint\iiint G_{inc}(\omega - \omega', k_x - k_x', k_y - k_y') \times$$
$$\times G_{inc}(\omega' - \omega'', k_x' - k_x'', k_y' - k_y'') \times \qquad (3)$$
$$\times G_{inc}(\omega'', k_x'', k_y'')d\omega' dk_x' dk_y' d\omega'' dk_x'' dk_y''$$

В работе[2] было представлено выражение для пространственно-временного спектра излучения, отраженного на кратных и комбинационных частотах, при нелинейном отражении двух гауссовых волн, падающих на границу раздела сред (z = 0) под малыми углами в одной плоскости, спектр которых имеет вид:

$$G_{inc} = \frac{E_1}{2i}\frac{\rho_1^2\tau_1}{\cos\alpha}\pi^{3/2}\exp\left\{-\frac{k_x^2\rho_1^2}{4}\right\}\left[\exp\left\{-\frac{(k_y+k_1\sin\alpha)^2\rho_1^2}{4\cos^2\alpha}\right\}\exp\left\{-\frac{(\omega+\omega_1)^2\tau_1^2}{4}\right\}-\right.$$
$$\left.-\exp\left\{-\frac{(k_y-k_1\sin\alpha)^2\rho_1^2}{4\cos^2\alpha}\right\}\exp\left\{-\frac{(\omega-\omega_1)^2\tau_1^2}{4}\right\}\right]+ \qquad (4)$$
$$+\frac{E_2}{2i}\frac{\rho_2^2\tau_2}{\cos\beta}\pi^{3/2}\exp\left\{-\frac{k_x^2\rho_2^2}{4}\right\}\left[\exp\left\{-\frac{(k_y+k_2\sin\beta)^2\rho_2^2}{4\cos^2\beta}\right\}\exp\left\{-\frac{(\omega+\omega_2)^2\tau_2^2}{4}\right\}-\right.$$
$$\left.-\exp\left\{-\frac{(k_y-k_2\sin\beta)^2\rho_2^2}{4\cos^2\beta}\right\}\exp\left\{-\frac{(\omega-\omega_2)^2\tau_2^2}{4}\right\}\right],$$

где $E_1$ и $E_2$ – амплитуды падающих волн, $\rho_1$ и $\rho_2$ – поперечные размеры световых пучков, $k_1$ и $k_2$ – их волновые числа, $\alpha$ и $\beta$ – углы падения пучков, $\tau_1$ и $\tau_2$ – длительности импульсов, $\omega_1$ и $\omega_2$ – их центральные частоты.

В настоящей работе получены зависимости параметров волн, отраженных на кратных и комбинационных частотах, от пространственно- временных параметров падающего излучения. Широкополосный для импульсов из малого числа колебаний спектр отраженного излучения содержит помимо полос, центрированных на основные частоты $\omega_1$ и $\omega_2$, также полосы, на кратных - $3\omega_1$ и $3\omega_2$ и комбинационных частотах - $2\omega_1\pm\omega_2$ и $2\omega_2\pm\omega_1$.

В отличие от волн, отраженных на кратных частотах, углы, отражения которых совпадают, с углами отражения на основных частотах, для комбинационных частот углы отражения определяются выражениями:

$$\sin(\gamma_{2\omega_1+\omega_2}) = \frac{|2k_1\sin\alpha + k_2\sin\beta|}{k_{2\omega_1+\omega_2}} \qquad \sin(\gamma_{2\omega_2+\omega_1}) = \frac{|2k_2\sin\beta + k_1\sin\alpha|}{k_{2\omega_2+\omega_1}}$$
$$\sin(\gamma_{2\omega_1-\omega_2}) = \frac{|2k_1\sin\alpha - k_2\sin\beta|}{k_{2\omega_1-\omega_2}} \qquad \sin(\gamma_{2\omega_2-\omega_1}) = \frac{|2k_2\sin\beta - k_1\sin\alpha|}{k_{2\omega_2-\omega_1}}, \qquad (5)$$

где

$$k_{2\omega_1+\omega_2}^2 = 4k_1^2 + k_2^2 + 4k_1k_2\cos(\alpha-\beta)$$
$$k_{2\omega_1-\omega_2}^2 = 4k_1^2 + k_2^2 + 4k_1k_2\cos(\alpha+\beta)$$
$$k_{2\omega_2+\omega_1}^2 = 4k_2^2 + k_1^2 + 4k_1k_2\cos(\alpha-\beta) \qquad (6)$$
$$k_{2\omega_2-\omega_1}^2 = 4k_2^2 + k_1^2 + 4k_1k_2\cos(\alpha+\beta)$$

Поперечные размеры и длительности импульсов имеют вид:

$$\frac{1}{\rho_{x1}^2}=\frac{2}{\rho_1^2}+\frac{1}{\rho_2^2} \qquad \frac{1}{\rho_{x2}^2}=\frac{1}{\rho_1^2}+\frac{2}{\rho_2^2} \qquad \frac{1}{\tau_{k1}^2}=\frac{2}{\tau_1^2}+\frac{1}{\tau_2^2}$$
$$\frac{1}{\rho_{k1}^2}=\frac{2\cos\alpha}{\rho_1^2}+\frac{\cos\beta}{\rho_2^2} \qquad \frac{1}{\rho_{k2}^2}=\frac{\cos\alpha}{\rho_1^2}+\frac{2\cos\beta}{\rho_2^2} \qquad \frac{1}{\tau_{k2}^2}=\frac{1}{\tau_1^2}+\frac{2}{\tau_2^2} \tag{7}$$

Как видно из (5)-(7) параметры падающих импульсов можно управлять длительностью и поперечными размерами импульсов, отраженных на кратных и комбинационных частотах.

Зависимости параметров импульсов, отраженных от нелинейной среды на кратных и комбинационных частотах, от пространственно-временных характеристик падающего излучения в работе иллюстрированы на примере отражения суперпозиции полей первой и второй гармоник титан-сапфирового фемтосекундного лазера от кварцевого стекла.


1. Козлов С.А., Мохнатова О.А. Нелинейное отражение фемтосекундного спектрального суперконтиниума. - ЖЭТФ, т. 133, в.2, с. 260-270, 2008
2. Турков В. К., Козлов С. А. – в кн. Сборник трудов V Международного оптического конгресса «Оптика – XXI век», т. 1, с. 149-152, 2008.


# О КОМПЛЕКСНОЙ ОГИБАЮЩЕЙ ФЕМТОСЕКУНДНОГО ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА СО СВЕРХШИРОКИМ СПЕКТРОМ И СЛОЖНЫМ ВРЕМЕННЫМ ПРОФИЛЕМ


Шполянский Ю.А., Козлов С.А.

Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия



Показано, что огибающая фемтосекундного импульса может иметь осцилляции с характерным временным масштабом, заметно меньшим одного периода колебаний на центральной частоте спектра. Примеры эффектов, приводящих к таким особенностям – интерференция и взаимодействие импульсов, а также генерация кратных частот.

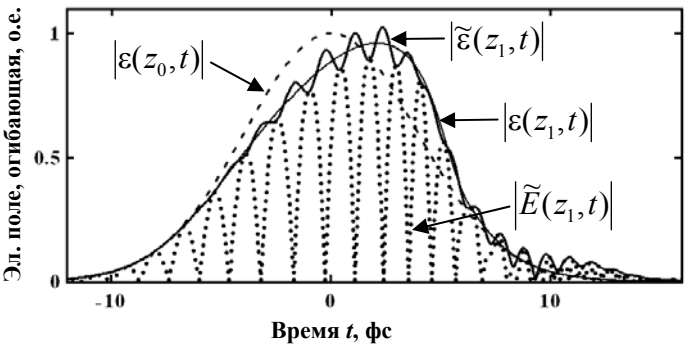




**Рис. 1.** Вертикализация заднего фронта интенсивного импульса из малого числа световых колебаний в оптическом волноводе из кварцевого стекла

Формализм комплексной огибающей широко применяется для теоретического описания эволюции лазерных импульсов в оптических средах, в том числе фемтосекундных (фс) импульсов. Увеличивается число работ, в которых уравнения для огибающих решают и для случая импульсов со сверхшироким частотным спектром, ширина которого

может превышать центральную частоту. Для излучения с произвольным временным профилем комплексная огибающая может быть корректно введена через понятие аналитического сигнала[1]. Для квазимонохроматических импульсов такое определение дает традиционную огибающую, изменения которой малы за период колебаний на несущей частоте. Однако в случае импульсов со сверхшироким спектром профиль огибающей может иметь осцилляции с характерным временным масштабом, заметно меньшим одного периода колебаний на центральной частоте излучения. В настоящей работе иллюстрируется, что к таким особенностям при оперировании с импульсами из малого числа колебаний светового поля приводят эффекты, внутренне присущие многим оптическим экспериментам - линейная интерференция, нелинейное взаимодействие и генерация кратных частот.

На Рис.1 представлена эволюция электрического поля *E* и комплексной огибающей ε импульса длительностью 8 фс с центральной длинной волны 780 нм и пиковой интенсивностью $4\cdot10^{13}$ Вт/см$^2$ в оптическом волноводе из кварцевого стекла. На входе в волновод ($z_0$=0) импульс имеет гауссовый профиль. К расстоянию $z_1$=20 мкм осцилляции огибающей с периодом, вдвое меньшим периода на основной лазерной частоте (точками изображен модуль поля), превышают 10% от максимума. Тильдой отмечены величины, полученные с учетом генерации кратных частот, без тильды – огибающая без осцилляций, рассчитанная в пренебрежении этого эффекта.

Работа поддержана грантом Президента Российской Федерации для государственной поддержки молодых российских ученых № МК-844.2009.2.

1. Gabor D. *Theory of communication. – J. IEE*, **v. 93**, (pt.3), p. 429-457, (1946).

## ТГЦ РЕЗОНАНСНОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ СТЕРОИДНЫХ ГОРМОНОВ

Федулова Е.В.*, Манькова А.А.*, Черкасова О.П.**, Назаров М.М.*
*Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
**Институт лазерной физики СО РАН, Новосибирск, Россия

Экспериментально исследованы спектры поглощения и преломления ряда стероидных гормонов в диапазоне частот 0,1-2,7 ТГц. Выявлены характеристические линии поглощения. Изучена зависимость положения и интенсивность характеристических линий в спектрах поглощения от наличия карбонильной, гидроксильной или ацето-групп в 11, 17 и 21 положениях кольца молекулы стероида.

Терагерцовый частотный диапазон занимает промежуточное положение между ИК и микроволновым диапазоном (0,1–3 ТГц или 3–100 см$^{-1}$) частот. Терагерцовое (ТГц) излучение является перспективным для применений в спектроскопии [1]. Известно, что у биологических тканей в терагерцовом диапазоне дисперсия мала, а поглощение велико [2]. Многие колебательные переходы в биомолекулах находятся именно в ТГц диапазоне. В последнее десятилетие ученые совершили новый прорыв в использовании терагерцового излучения, которое может значительно улучшить обнаружение самых различных объектов, начиная от нарушений в биологических

клетках и заканчивая запрещенными опасными веществами. Использование сверхкоротких импульсов позволяет исследовать широкий диапазон частот за одно измерение, а также достичь высокого разрешения по времени. Интересно, что материалы обладают более высокой прозрачностью в терагерцовом диапазоне частот, по сравнению с видимым диапазоном. Все это делает терагерцовую спектроскопию перспективным средством для определения и анализа химических веществ – через определение их спектра поглощения. Многие органические молекулы имеют уникальные признаки излучения в рассматриваемой области частот.

Целью данной работы является определение линий резонансного поглощения стероидных гормонов в терагерцовом диапазоне. Стероидные гормоны — группа физиологически активных веществ, регулирующих процессы жизнедеятельности у животных и человека. Примерами являются тестостерон и эстрадиол – мужские и женские половые гормоны, кортикостероиды – гормоны коркового слоя надпочечников и другие.

В наших экспериментах достаточно эффективная ТГц-генерация получается при фемтосекундном лазерном возбуждении поверхности полупроводника. Принцип генерации ТГц импульса от поверхности полупроводника – создание кратковременного всплеска потока носителей, образовавшихся под действием падающего оптического излучения лазера. Детектирование ТГИ в нелинейнооптических кристаллах происходит на основе электрооптического эффекта. Поле ТГИ наводит двулучепреломление в кристалле, при этом изменение поляризации пробного лазерного импульса пропорционально амплитуде поля ТГИ в данный момент времени.

Неионизирующий характер терагерцового излучения открывает широкие возможности для его использования в биологии и медицине, тем более что прошедшее и отраженное от биологических объектов излучение несет значительную информацию для анализа. Для спектральных измерений (при использовании так называемой time-domain спектроскопии, с помощью которой измеряются и амплитудные, и фазовые характеристики терагерцового излучения, прошедшего через исследуемое вещество) чрезвычайно важна мощность ТГц излучения для обеспечения максимального соотношения сигнал/шум.

При работе с слабопоглощающими веществами их параметры измеряют методами терагерцовой спектроскопии на пропускание, то есть измеряют сигнал, прошедший через плоскопараллельный образец. Из спектров пропускания мы вычислили ТГц спектры коэффициента поглощения ряда стероидов

В ходе работы были исследованы некоторые биологические соединения, среди которых кортизол, андростендион, прогестерон и другие. Образцы для измерений были изготовлены из порошков указанных соединений в виде плоских таблеток толщиной порядка 420 мкм и средней плотностью 1,2 мг/мм$^3$.

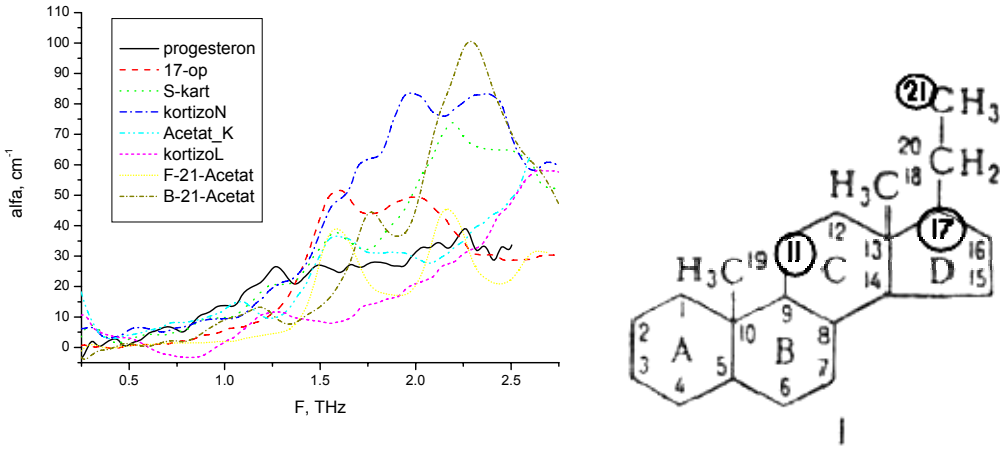



Рис. 1. Спектр поглощения и строение молекулы стероида

В результате измерений были получены спектры поглощения и преломления стероидных гормонов в диапазоне частот 0,1–2,7 ТГц, выявлены линии поглощения, и изучена зависимость расположения и интенсивности характеристических линий исследованных спектров от наличия карбонильной, гидроксильной или ацето-групп в 11, 17 и 21 положениях в структуре исследованных молекул.

Мы считаем, что применение ТГц спектроскопии для анализа стероидных гормонов является перспективным направлением, позволяющим определять концентрацию гормонов в лекарственных препаратах, детектировать наличие допинга в организме человека.

Выражаем отдельную благодарность за помощь в постановке задачи и реализации проекта Шкуринову А.П.

1. Brandt N.N., Chikishev A.Yu., Kargovsky A.V., Nazarov M.M., Parashchuk O.D., Sapozhnikov D.A., Smirnova I.N., Shkurinov A.P., Sumbatyan N. V., *Vibrational Spectroscopy*, **47,** 53-58 (2008).
2. Fitzgerald A.J., Berry E., Zinov'ev N.N., Homer-Vanniasinkam S., Miles R.E., Chamberlain J.M., Smith M.A., *J. Biol. Phys*. **129**, 123**,** (2003).

# ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ СПЕКТР ФОТОЭЛЕКТРОНОВ, ВОЗНИКАЮЩИЙ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ОДИНОЧНОГО АТОМА С ФЕМТОСЕКУНДНЫМИ ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ

Андреев А.В.*, Стремоухов С.Ю.*, Шутова О.А.**
*Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, физический факультет, кафедра общей физики и волновых процессов, Москва, Россия
** Международный лазерный Центр МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

Рассматривается процесс ионизации атомарного серебра лазерным импульсом фемтосекундной длительности и амплитуды электрической компоненты, сравнимой с внутриатомной напряженностью. Исследуются энергетические спектры фотоэлектронов при различных параметрах внешнего электромагнитного поля (амплитуда и длительность импульса, энергия фотона).

Энергетический спектр фотоэлектронов – одна из характеристик, описывающих взаимодействие атома с полем электромагнитного излучения, позволяющая дать подробную информацию о системе “атом+поле”. Проблема описания взаимодействия одиночного атома с лазерными полями не нова, однако она не теряет своей актуальности. По видимому, это связано с прогрессом в области лазерных технологий, в результате которого стало возможным облучать атомарные системы лазерным полем, напряженность электрической компоненты которого сравнима с внутриатомной, а также существенно больше ее. В результате оказалось, что теория, успешно описывающая явления, возникающие при взаимодействии разреженных сред с существенно доатомными полями, не способна описать все явления, регистрируемые в эксперименте с околоатомными полями. Возникла необходимость в построении новой теории, способной не только описывать и интерпретировать уже существующие экспериментальные результаты, но и предсказывать поведение атома при взаимодействии с лазерными импульсами, амплитуда которых сравнима с внутриатомной напряженностью. В предшествующих исследованиях[1-3] нами был развит подход, предложенный в статье[4], который позволил качественно описать основные явления, возникающие при облучении разреженных систем с интенсивными лазерными полями. Опираясь на успехи предыдущих исследований, возникла необходимость развить подход на случай взаимодействия одиночного атома с распространенными типами лазеров (Nd:YAG и Ti:Sapphire) для количественного описания существующих экспериментальных данных и предсказания результатов будущих экспериментов.

Процесс взаимодействия атома с электромагнитным полем может быть описан с помощью нестационарного уравнения Шредингера

$$\mathrm{i}\hbar\frac{\partial \text{ш}}{\partial t}=\left[\frac{1}{2\mathrm{m}}(\mathbf{p}-\frac{\mathrm{e}}{\mathrm{c}}\mathbf{A}(\mathbf{r},t))^2+\mathrm{U}\right]\text{ш},$$

где $\mathrm{U}$ - внутриатомный потенциал, $\mathbf{A}(\mathbf{r},t)$ - векторный потенциал внешней электромагнитной волны. Используя метод, детально описанный в статье[2] , можно преобразовать нестационарное уравнение Шредингера в бесконечную систему линейных дифференциальных уравнений первого порядка с зависящими от времени коэффициентами для амплитуд населенностей уровней[1-3]. Бесконечную систему уравнений численно решить не представляется возможным, поэтому необходимо ограничить количество входящих в нее компонент. Это делается в первую очередь выбором модели описания дискретных уровней атома, а также за счет ограничения области непрерывного спектра, которая дает наиболее эффективный вклад в ионизационный процесс, с последующей ее дискретизацией. Область непрерывного спектра выбираются исходя из аналитического вида ионизационных матричных элементов оператора

$$\hat{V} = \exp(-\mathrm{i}\frac{q}{\hbar c}\mathbf{A}(t)\mathbf{r}),$$

который играет важнейшую роль в используемом подходе. Из дискретного спектра атома Ag было выбрано 4 уровня: 5s (основное состояние), 5p, 5d, 6p. Необходимость выбора именно этого набора дискретных уровней объясняется тем, что отношение разности энергий этих состояний к энергии фотонов основных гармоник лазеров Nd:YAG и Ti:Sapphire оказывается близко к целым числам, а также тем, что некоторые из переходов между указанными уровнями обладают большим дипольным моментом. В результате такого ограничения количества дискретных и непрерывных уровней система дифференциальных уравнений становится конечной. Численное решение этой системы позволило получить ряд зависимостей, составляющих результаты представленной работы.

Ключевую роль в теории играют матричные элементы оператора $\hat{V}$. Оператор $\hat{V}$, в силу своего экспоненциального вида, учитывает процессы произвольного порядка многоквантовости. Аналитически получены и изучены матричные элементы ионизационных переходов со всех учитываемых дискретных уровней для первых 4 значений орбитального квантового числа ($\ell$), а также получены и изучены матричиные элементы переходов между уровнями дискретного спектра.

С помощью численного моделирования были получены такие характеристики процесса взаимодействия излучения с одиночным атомом, как энергетический спектр фотоэлектронов и вероятность ионизации. Энергетический спектр фотоэлектронов был получен для различных значений параметров лазерного излучения (амплитуды и длительности лазерного пучка, энергии фотона). В области малых значений амплитуды падающей волны наблюдается один пик в зависимости вероятности ионизации электрона от его энергии. При возрастании величины напряженности электрической компоненты лазерной волны пик смещается в область меньших энергий фотоэлектронов. При дальнейшем возрастании поля появляются дополнительные пики. Положение этих дополнительных пиков может быть описано с помощью формулы, выражающей собой закон сохранения энергии:

$$\frac{\hbar^2 k^2}{2m} = E_n + N\hbar\omega_i,$$

где $E_n$ – энергии дискретных уровней 5s, 5p, 5d, 6p; $\hbar\omega_i$ – энергия фотона, а $N$ – количество поглощенных фотонов. Набор уровней, которые формируют пики энергетического спектра, а также количество фотонов, которые поглотили электроны, формирующие пик, различны для разных значений амплитуды и длительности лазерного импульса. В полях субатомной напряженности основной вклад в отклик атома дают переходы, стартующие с 5s уровня. Первый дополнительный пик в спектре фотоэлектронов соответствует поглощению минимального числа фотонов, необходимого для преодоления ионизационного порога атома серебра (в случае взаимодействия с излучением Nd:YAG лазера это число равно 7, в случае взаимодействия с Ti:Sapphire - 6). При дальнейшем возрастании поля последовательно проявляются вклады, обусловленные населенностью 5p, 5d, 6p уровней.

Результаты численных расчетов показывают, что наряду с пиками, соответствующими N – фотонным переходам, спектр содержит низкоэнергетический пик вблизи порога фотоионизации. В субатомных полях его положение не зависит от

энергии фотона. Однако с ростом напряженности поля положение этого пика начинает смещаться в сторону низких энергий. Этот пик является нелинейно оптическим аналогом скачков сечения фотопоглощения вблизи краев поглощения и обусловлен конечной спектральной шириной спектра лазерного импульса. Указанные выше изменения в положении этого пика объясняются видом матричных элементов оператора V из дискретных состояний в состояния сплошного спектра.

Зависимость вероятности ионизации атома от величины напряженности электромагнитной волны характеризует известный закон стабилизации ионизации в области сильных электромагнитных полей.

Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 08-02-00448) и фонда “Династия”.

1. A.V. Andreev, O.A. Shoutova, S.Yu. Stremoukhov, *Laser Physics*, **17(4)**, 496-507, (2007).
2. А.В. Андреев, С.Ю. Стремоухов, О.А. Шутова, *Теоретическая физика*, **9**, 36-53, (2008).
3. A.V. Andreev, S.Yu. Stremoukhov, O.A. Shoutova, *Journal of Russian Laser Research*, **29(3)**, 203-218, (2008).
4. А.В. Андреев, *ЖЭТФ*, **116**, №3(9), 793, (1999).

# СЕКЦИЯ 2. ФИЗИЧЕСКАЯ ОПТИКА И СПЕКТРОСКОПИЯ

## ОБЪЕДИНЕННЫЙ МЕТОД КОНЕЧНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ И ГРАНИЧНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ В ЗАДАЧЕ АНАЛИЗА ДИФРАКЦИИ СВЕТА НА ЭЛЕМЕНТАХ ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ МИКРООПТИКИ

Нестеренко Д.В., Котляр* В.В.
Институт систем обработки изображений РАН, Самара, Россия
*Самарский государственный аэрокосмический университет, Россия

Объединенный метод разработан для приближенного решения задачи дифракции плоской электромагнитной волны на двумерном объекте, размеры которого сравнимы с длиной волны. Исследование зависимости относительной погрешности метода проводится на примере моделирования дифракции на диэлектрическом и проводящем цилиндрах.

В настоящее время активно изучается новый класс электромагнитных материалов[1]– метаматериалы. Благодаря разработанным субволновым особенностям структуры они могут обладать характеристиками, недостижимыми или трудно достижимыми в природе: независимый контроль диэлектрической и магнитной проницаемостей с положительными и отрицательными значениями, контроль анизотропии. Отрицательный показатель преломления[2] – это пример не существующей в природе характеристики материала, ставшей реализуемой с использованием метаматериалов[3]. Могут быть созданы материалы с заданными

диэлектрическими и магнитными проницаемостями, изменяемыми независимо и произвольно, принимаемыми положительные и отрицательные значения.

Для задач моделирования дифракции света на оптических элементах с размерами неоднородностей порядка или меньше длины волны $\lambda$ свет должен рассматриваться как электромагнитное излучение. В работе[4] описывается разработка метода анализа дифракции на цилиндрической микрооптике в рамках электромагнитной теории, объединяющий метод конечных элементов и метод граничных элементов. На основе данного метода было проведено моделирование прохождения электромагнитной волны с длиной волны $\lambda = 0{,}5$ мкм через периодическую структуру (рис. 1), сформированной включениями серебряных стержней радиусом 10 нм и диэлектрической проницаемостью $\varepsilon = -9{,}5 + i1{,}5$ в диэлектрическую пластину с показателем преломления $n = 1{,}5$ шириной 0,9 мкм. Площадь пластины, заполненная стержнями, представляет собой сегмент круга радиусом 8 мкм и шириной 0,8 мкм. Объемная концентрация стержней в численных экспериментах составляла 11 %. Оценка диэлектрической проницаемости нелокальной моделью усреднения дает следующие ее значения для данного композитного материала: $\varepsilon_{TE} \approx 1$ для ТЕ-волны и $\varepsilon_{TE} \approx 3{,}1$ для ТМ-волны.

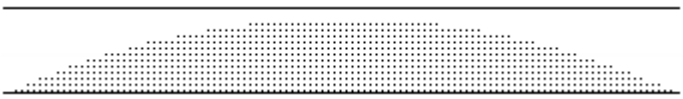


**Рис. 1**. Диэлектрическая пластина с включениями массивов серебряных наностержней.

В рассматриваемой задаче поляризованная плоская волна, распространяющаяся в однородном пространстве, освещает неоднородную цилиндрическую структуру. На рис. 2 представлены инвертированные картины распределения интенсивности поля дифракции ТЕ- (вектор электрического поля направлен по стержням) и ТМ-волны (вектор магнитного поля направлен по стержням) на периодической структуре. Черный цвет на всех картинах соответствует интенсивности 2,9 интенсивности $I_0$ падающей волны. Белый – нулевой интенсивности.

**а)**

б)

**Рис. 2.** Распределение интенсивности поля дифракции:
а) ТЕ поляризация, б) ТМ поляризация

В результате экспериментов было показано, что состояние поляризации не влияет на отклонение результатов моделирования диэлектрических структур предложенным методом, но оно должно быть учтено при выборе длины сегмента сети покрытия для расчета проводящих структур.

Работа выполнена при поддержке российско-американской программы «Фундаментальные исследования и высшее образование» (грант CRDF RUX0-014-SA-06), гранта РФФИ 08-07-99007-р_офи, Фонда содействия отечественной науке и гранта Президента РФ поддержки ведущих научных школ (НШ-3086.2008.9).

1. *Котляр В.В., Нестеренко Д.В.* // Физика волновых процессов и радиотехнические системы. Самара. ПГАТИ. 2000. Том 3. №3-4. С. 25-28.
2. *Нестеренко Д.В., Котляр В.В.* // Компьютерная оптика. Самара. ИСОИ РАН. 2002. Вып. 24. С. 17-25.
3. J.B. Pendry, A.J. Holden, D.J. Robbins and W.J. Stewart, IEEE Trans. Micr. Theory and Techniques, 47, 2075 (1999).
4. Веселаго В.Г. Электродинамика веществ с одновременно отрицательными значениями ε и μ // УФН, 1967. В. 7.
5. D. R. Smith, Willie J. Padilla, D. C. Vier, S. C. Nemat-Nasser, and S. Schultz, Phys. Rev. Lett., 84, 4184 (2000).
6. Нестеренко Д.В., Котляр В.В. // Компьютерная оптика. Самара. ИСОИ РАН. 2008. Вып. 32. N. 3. С. 238-245.

## ВЛИЯНИЕ ПОЛОЖЕНИЯ ОПТИЧЕСКИХ ОСЕЙ НА ЭФФЕКТИВНУЮ ТОЛЩИНУ ДВУХ ПЛАСТИНОК

Куликова Г. В., Андреев П. С., Пикуль О. Ю., Лебедев В. А.
Дальневосточный государственный университет путей сообщения, Хабаровск, Россия

Приводятся результаты экспериментального и теоретического исследования интенсивности и эллиптичности излучения, прошедшего через две пластинки $MgF_2$, вырезанных параллельно оптической оси, с различным расположением осей относительно друг друга.

Состояние поляризации излучения можно контролировать и преобразовывать с помощью оптических элементов, которые вносят фазовый сдвиг между ортогональными линейно-поляризованными компонентами электрического вектора проходящего через них излучения. В работах[1-3] рассмотрены поляризационные возможности составных фазовых пластинок и описаны способы исследования излучения, прошедшего через них. Целью данной работы явилось исследование излучения, прошедшего через пару пластинок $MgF_2$, вырезанных параллельно оптической оси, толщиной 1,33 мм каждая, при перпендикулярном расположении их осей друг относительно друга. Эффективная толщина такой системы пластинок равна нулю.

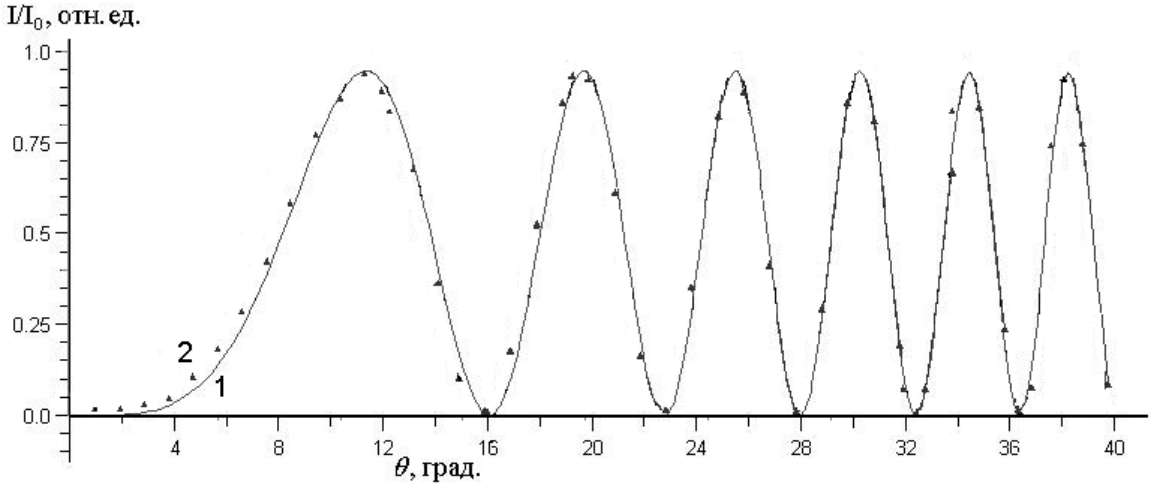



**Рис. 1.** Зависимость интенсивности излучения от угла поворота пластинок $MgF_2$ вокруг вертикальной оси. Пластинки вырезаны параллельно оптической оси, толщина 1,33 мм. Оси пластинок взаимно перпендикулярны. 1 – теоретические расчеты; 2 – экспериментальный результат.

Для исследования поляризационных свойств такой системы пластинок измерялась интенсивность света, прошедшего через пластинки, расположенные между скрещенными поляризатором и анализатором, при повороте пластинок на угол θ вокруг вертикальной оси (рис. 1). В эксперименте использовалось излучение гелий-неонового лазера (λ=0,6328 мкм).

Интенсивность излучения, прошедшего такую систему с эффективной толщиной равной нулю, при углах $\theta = 0\text{-}2^0$ минимальна и соответствует интенсивности излучения, прошедшего через одну пластинку $MgF_2$, вырезанную перпендикулярно оптической оси[4].

График, приведенный на рисунке 1, является сечением гипербол коноскопической картины двух пластинок $MgF_2$ со взаимно перпендикулярным расположением оптических осей (рис. 2).

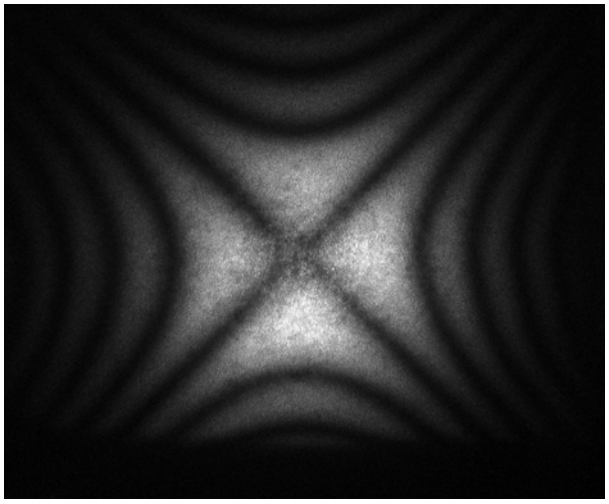


**Рис. 2.** Фотография коноскопической картины двух плоскопараллельных кристаллических пластинок $MgF_2$ толщиной 1,33 мм, оси которых перпендикулярны друг другу.

При повороте системы из двух одинаковых пластинок $MgF_2$ с параллельным расположением оптических осей (эффективная толщина равна сумме толщин пластинок) интенсивность прошедшего излучения соответствует интенсивности излучения, прошедшего через одну пластинку $MgF_2$ толщиной 2,66 мм .


1. Б. Н. Гречушников, А. И. Вислобоков, Е. А. Евдищенко и др., *Кристаллография,* **38,** №1, 55, (1993).
2. В. С. Чудаков, *Кристаллография,* **48**, №5, 893-896, (2003).
3. Э. А. Бибикова, Н. Д. Кундикова, Л. Ф. Рогачева, *Известия Челябинского научного центра,* №3, 22-26, (2004).
4. П. С. Андреев и др., *Известия ВУЗов. Физика,* №11, 108-110, (2008).


# УПРАВЛЕНИЕ СПЕКТРОМ ПРОПУСКАНИЯ ДВУХ КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛАСТИНОК


П.С. Андреев, О.Ю. Пикуль, Г.В. Куликова, В.А. Лебедев, Е.З. Савин
Дальневосточный государственный университет путей сообщения, Хабаровск, Россия



Использование двух кристаллических плоскопараллельных пластинок, расположенных между поляризатором и анализатором открывает дополнительные возможности (по сравнению с одной пластинкой) в управлении спектром пропускания.


В работе [1] показано, что даже для одной пластинки, находящейся между поляризатором и анализатором спектр пропускания может быть линейным, сплошным или на зоне сплошного линейчатым. Ниже показано, что использование двух, например, одинаковых пластин, приводит к дополнительным возможностям. Спектр пропускания меняется при изменении угла падения на пластины широкополосного излучения. Если оптические оси взаимно перпендикулярны и находятся в плоскости пластин, то свет не проходит через систему (поляризатор и

анализатор скрещены). Достоинством является то, что можно использовать пластины любой, но одинаковой толщины. Поворот пластин (изменение угла падения α) приводит к появлению прошедшего излучения и изменения спектра. Увеличение α приводит к увеличению числа спектральных компонент (рис.1;2;3).

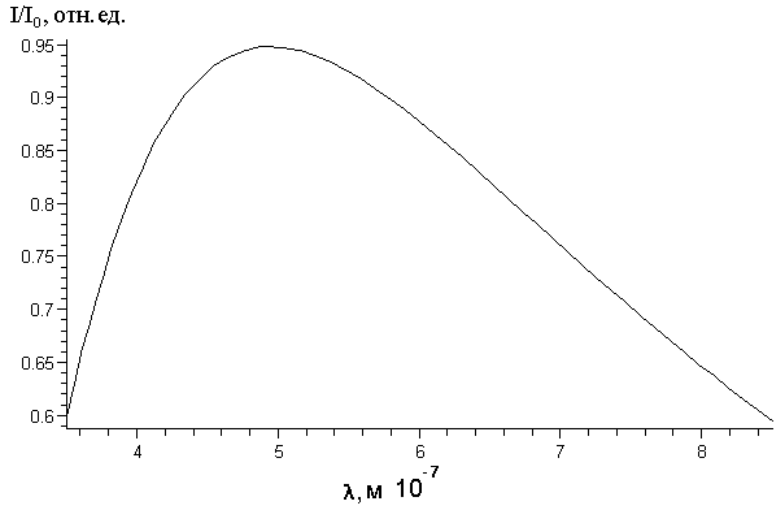



Рис.**1**. Зависимость интенсивности $I/I_0$, от длины волны λ для двух пластинок $MgF_2$. Толщина пластинки фторида магния 1,33 мм. Угол поворота пластинок $\alpha=10^0$

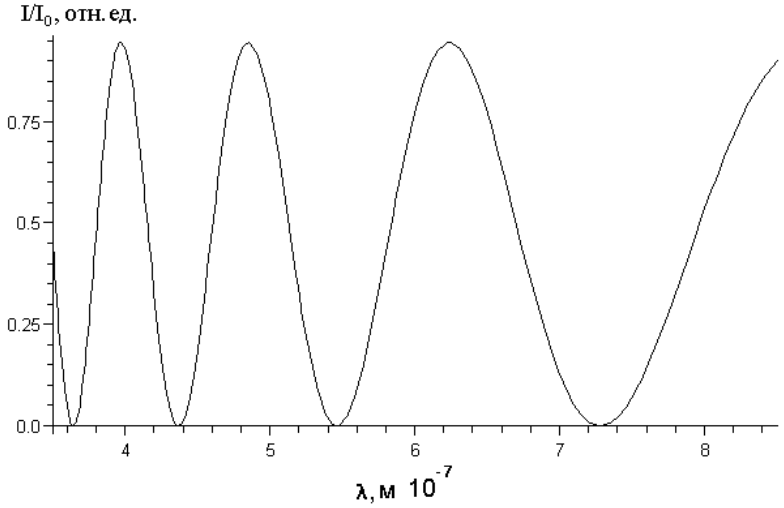



Рис.**2**. Зависимость интенсивности $I/I_0$, от длины волны λ для двух пластинок $MgF_2$. Толщина пластинок фторида магния 1,33 мм. Угол поворота пластинок $\alpha=30^0$

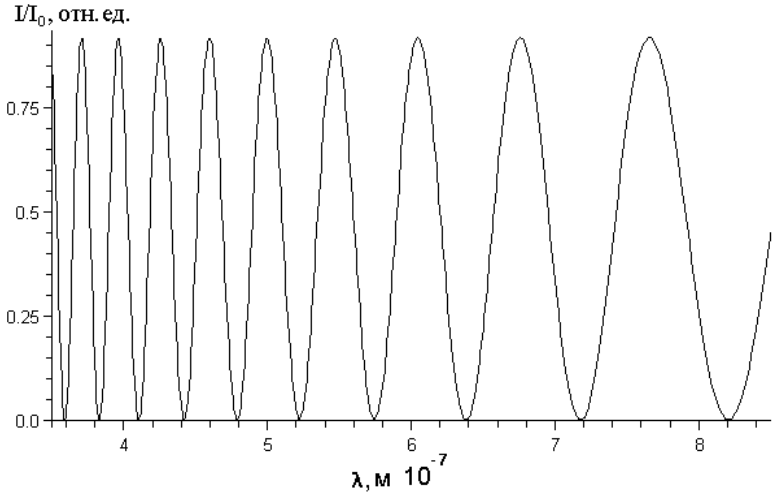



Рис.**3**. Зависимость интенсивности $I/I_0$, от длины волны λ для двух пластинок $MgF_2$. Толщина пластинок фторида магния 1,33 мм. Угол поворота пластинок $\alpha=50^0$

1. А.В. Сюй, Н.А. Кравцова, В.И. Строганов, В.И. Лихтин, В.В. Криштоп, В.А. Максименко, Поляризационный метод управления спектром пропускания плоскопараллельной кристаллической пластинки, **49**, №12, 53-55, (2006).

# ПРОХОЖДЕНИЕ МОНОХРОМАТИЧЕСКОЙ ВОЛНЫ ЧЕРЕЗ СЛОИСТУЮ СРЕДУ С ТОЧКИ ЗРЕНИЯ МОЛЕКУЛЯРНОЙ ОПТИКИ

Авербух И.Б., Авербух Б.Б.
Тихоокеанский государственный университет, Хабаровск, Россия

Рассеивающие элементы среды – диполи. Среда состоит из плоскопараллельных дипольных слоев. Поле излучения диполя учитывается полностью, а не только в волновой зоне. Это позволяет описывать оптические явления в среде единым образом, независимо от соотношения между длиной волны и расстояниями между слоями. Рассчитаны поля внутри среды и рассеянные. В оптическом диапазоне длин волн полученные выражения переходят в известные формулы физической оптики.

Описание распространения электромагнитных волн в среде обычно основывается на уравнениях Максвелла. Но макроскопические уравнения Максвелла справедливы только когда атомные и межатомные расстояния малы по сравнению с длиной волны. Кроме того теория оптических явлений, построенная на уравнениях Максвелла не дает ответа на вопрос о физических механизмах явления (например, как и почему возникают отраженные и преломленные волны и т. д.). Ответ на эти вопросы может дать только теория, основанная на молекулярных представлениях о строении вещества. С точки зрения молекулярной оптики среда рассматривается как вакуум, в котором находятся атомы вещества. Под действием внешнего поля эти атомы становятся источниками вторичных когерентных электромагнитных волн.

Интерференция этих волн и определяет структуру электромагнитного поля в среде. Вторичные волны, распространяющиеся назад (по отношению к падающей волне), интерферируя, дают отраженную волну. Вторичные волны, распространяющиеся вперед, интерферируя между собой и с падающей волной, дают преломленную волну.

Расчет интерференционной картины – это суммирование вторичных полей, излучаемых атомами под действием падающего поля. Простейшей моделью излучающего атома является точечный электрический диполь с переменным дипольным моментом. Поэтому фактически надо суммировать поля, излученные различными диполями среды, что и делается в настоящей работе в случае плоского атомного монослоя. Если поле рассеянного монослоем излучения известно, можно рассчитать как поле рассеяния всей среды, конструируемой как совокупность отдельных слоев, так и поле внутри среды. В данной работе рассматриваются две возможные модели среды. Среда рассматривается как состоящая из плоскопараллельных слоев диполей (плоскость $xy$), расположенных либо непрерывно вдоль оси $z$ (сплошная среда), либо периодически на расстоянии $a$ друг от друга (слоистая среда). Диполи одного слоя расположены равномерно и неупорядоченно и не взаимодействуют между собой. Поле рассеяния сплошной средой определяется как интеграл по $z$ от поля рассеяния одного слоя. В случае слоистой среды, так как внешнее поле распространяется вперед, рассматривается рассеяние последовательными слоями диполей, причем учитывается то, что каждый слой диполей находится в поле излучения других слоев.

В основе обеих моделей среды лежит расчет поля, рассеянного монослоем диполей. Поэтому определим сначала поле, рассеянного таким слоем излучения. Рассмотрим слой диполей (с плотностью $N$ диполей в слое), расположенный в плоскости $xy$, пересекающей ось $z$ в точке $z_1$. Пусть на слой падает под углом поляризованное вдоль оси $x$ монохроматическое поле $\mathbf{E_0} = \mathbf{e_0} E_0 \exp(i\omega t - i\mathbf{k_0}\mathbf{r})$ с частотой $\omega$, волновым вектором $\mathbf{k_0}$ и вектором поляризации $\mathbf{e_0}$. Вектор $\mathbf{k_0}$ лежит в плоскости $yz$ и имеет две ненулевые составляющие, т.е. $\mathbf{k_0} = (0, k_{0y}, k_{0z})$. Индуцированный этим полем дипольный момент $p$ - го атома (с координатой $\mathbf{r_p}$) в момент времени $t - \dfrac{R_p}{c}$, где $R_p$ - расстояние от диполя до точки наблюдения ($0, y_2, z_2 > z_1$), равен

$$\mathbf{d_p}(t - \frac{R_p}{c}) = \mathbf{e_0}\alpha E_0 \exp(i\omega t - ikR_p - i\mathbf{k_0}\mathbf{r_p}) = \mathbf{d_0} \exp(i\omega t - ikR_p - i\mathbf{k_0}\mathbf{r_p}), k = \frac{\omega}{c}.$$

Здесь $\alpha$ описывает поляризуемость атома под действием внешнего поля. Полное поле излучения одного диполя определяется выражением

$$\mathbf{E_p} = \left[ \frac{(2\mathbf{d_{0\|}} - \mathbf{d_{0\perp}})}{R_p^3}(1 + ikR_p) + \frac{k^2}{R_p}\mathbf{d_{0\perp}} \right] \exp(i\omega t - ikR_p - i\mathbf{k_0}\mathbf{r_p}),$$

где $\mathbf{d_{0\|}}$ и $\mathbf{d_{0\perp}}$ - параллельная и перпендикулярная по отношению к $\mathbf{R_p}$ составляющие дипольного момента соответственно. Для получения поля $\mathbf{E_{10}}$,

рассеянного диполями слоя, в точке наблюдения $(0, y_2, z_2)$ надо проинтегрировать выражение для $\mathbf{E_p}$ по всем диполям слоя. В результате получаем

$$\mathbf{E_{10}}(0, y_2, z_2 > z_1) = -iPE_0\mathbf{e_0}\exp(i\omega t - ik_{0y}y_2 - ik_{0z}z_2),$$

$$P = 2\pi N\alpha\frac{k^2}{k_{0z}}. \qquad (1)$$

Поле $\mathbf{E_{10R}}$, рассеянное монослоем назад (отражение) имеет вид

$$\mathbf{E_{10R}}(0, y_2, z_2 < z_1) = -iPE_0\mathbf{e_0}\exp(i\omega t - ik_{0y}y_2 - 2ik_{0z}z_1 + ik_{0z}z_2). \qquad (2)$$

Выражения (1) и (2) являются основой для расчета рассеянного поля в различных моделях среды.

В модели сплошной среды диполи с объемной концентрацией $N_1$ занимают в пространстве область $z_1 \le z' \le z_1 + l$. Полное поле $\mathbf{E_2}$ в точке наблюдения складывается из полей, рассеянных всеми дипольными слоями среды и падающего поля и при $P_1 l = 2\pi N_1\frac{k_0^2}{k_{0z}}\alpha l << 1$ имеет вид

$$\mathbf{E_2}(0, y_2, z_2 > z_1) = \mathbf{e_0}E_0\exp(i\omega t - ik_{0y}y_2 - ik_{0z}z_2 - iP_1 l).$$

Видно, что в среде распространяется волна с прежней компонентой волнового вектора по оси $y$ и новой компонентой $k_{2z} = k_{0z} + P_1$ по оси $z$. Выражение для рассеянного назад поля получается интегрированием отраженного от монослоя поля (2) по толщине области, занятой диполями, и при $k_{0z}l >> 1$ имеет вид

$$\mathbf{E_{2R}}(0, y_2, z_2 < z_1) = -\pi N_1\alpha E_0\mathbf{e_0}\frac{k^2}{k_{0z}^2}\exp(i\omega t - ik_{0y}y_2 - 2ik_{0z}z_1 + ik_{0z}z_2).$$

В случае слоистой среды (с координатами слоев $z_1, z_2, z_3 \ldots$) отраженная средой волна формируется вкладами отраженных от разных монослоев волн.

$$\mathbf{E_{3R}}(0, y, z < z_1) = -iP_2B_1\mathbf{e_0}E_0\exp(i\omega t - ik_{0y}y - 2ik_{0z}z_1 + ik_{0z}z),$$

$$P_2 = 2\pi N_1\alpha\frac{k_0^2}{k_{0z}}a.$$

При бесконечном числе слоев $B_1 = [1 - (1 - iP_2)\exp(-2ik_{0z}a)]^{-1}$. Коэффициент отражения $(-iP_2B_1)$ в оптическом диапазоне длин волн ($|\mathrm{P}_2| << 1,\ 2k_{0z}a << 1$) переходит в коэффициент отражения Френеля.

Поле в точке $(0, y_n, z_n)$ внутри среды формируется как волнами, идущими вперед, так и волнами, отраженными от последующих слоев:

$$\mathbf{E_3}(0, y_n, z_n) = \mathbf{e_0}E_0(1 - iP_2)^{n-1}[1 - iP_2(1 - iP_2)B_1\exp(-2ik_{0z}a)] \times \exp(i\omega t - ik_{0y}y_n - ik_{0z}z_n).$$

Здесь выражение в квадратных скобках является коэффициентом пропускания, переходящим в оптическом диапазоне длин волн в коэффициент пропускания Френеля.

Аналогично получаются выражения для магнитного поля рассеянного излучения, коэффициенты Френеля в случае $p$ – поляризованной падающей волны, теорема погашения. Данная модель позволяет также исследовать проблему локального поля в веществе и т.д.

Рассмотренная модель среды восходит к классическим работам создателей молекулярной оптики[1], в частности, к работе Дарвина (рассматривавшего, правда, периодическое расположение атомов в плоскости). В настоящей работе, однако, поле диполя учитывается полностью, а не только в волновой зоне, а в случае слоистой среды учитывается влияние одного атомного слоя на другой. Это позволяет описывать оптические явления в среде единым образом, независимо от соотношения между межатомными расстояниями и длиной волны.

**1.** П. Эвальд. УФН, **89**, 287-304, (1966).

# ВЫСОКОЭФФЕКТИВНЫЙ КОД ДЛЯ ТРЕХМЕРНОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ ЭВОЛЮЦИИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ В АКТУАЛЬНЫХ ЗАДАЧАХ ЭЛЕКТРОДИНАМИКИ

Закиров А.В., Левченко В.Д.*
Московский Физико-Технический Институт (Государственный Университет), г.Долгопрудный, Россия
*Институт Прикладной Математики им. М.В. Кедлыша РАН

В работе представлено описание реализации алгоритма, основанного на численном моделировании уравнений Максвелла с помощью конечно - разностного метода временной области (FDTD) для расчета эволюции электромагнитного поля в ограниченной области с различным набором граничных условий, в том числе и поглощающих (идеально согласованного слоя, PML). Высокая скорость расчетов, не ограниченная объемом обрабатываемых данных, а также хорошее распараллеливание достигается с помощью локально-рекурсивного нолокально-асинхронного (LRnLA) алгоритма. Возможными для моделирования материалами являются бездисперсионные среды, материалы с дисперсией $\varepsilon(\omega, \mathbf{r})$ и $\mu(\omega, \mathbf{r})$, основанные на модели Друде, а также проводники и метаматериалы (материалы с отрицательным показателем преломления), представленные в виде следствия этой модели.

Современные искусственные оптические устройства и материалы, такие как фотонные кристаллы, метаматериалы, обтекаемые покрытия являются сложными составными структурами, состоящими из множества мелких объектов, размер которых сравним с длиной волны света[1,2]. В таких случаях аналитические расчеты распространения электромагнитных волн возможны лишь при существенных упрощающих предположениях. Для конструирования таких устройств необходимо предварительное теоретическое исследование, которое может оказаться чрезвычайно трудоемким. В полной мере эволюция электромагнитного поля может быть исследована лишь с использованием прямого численного моделирования, однако из-за существенных размеров счетной области это требует больших вычислительных ресурсов. В современных работах для численного моделирования того или иного эксперимента ввиду ограниченности счетных ресурсов делаются значительные упрощения (например, замена трехмерной задачи двумерной, пренебрежение неоднородностями исследуемого материала, дисперсионными потерями,

использование периодических, либо отражающих граничных условий и т.д.), которые позволяют описывать результаты в лучшем случае только качественно.

Вследствие этого появляется необходимость в разработке эффективного алгоритма и реализации его для конкретных задач. Целью работы являлась реализация соответствующего программного кода, поскольку существующие системы (например[3,4]) как правило не способны произвести эффективный трехмерный расчет даже при наличии достаточно быстрых процессоров. Основная потеря в эффективности в этом случае происходит из-за больших задержек при обращении к иерархии памяти. Эти задержки становятся тем более существеными, чем больше объем обрабатываемых данных. В итоге это приводит к большим накладным расчетам при размере данных порядка размера оперативной памяти и невозможности расчетов при превышении этого размера. Чтобы исключить такие потери в реализации программы и продвинуться в область более сложных задач, за основу в этом качестве был взят алгоритм LRnLA (Локально-Рекурсивный Нелокально-Асинхронный алгоритм)[5] который с одной стороны имеет большой запас в масштабируемости относительно объема данных без существенного падения в производительности кода, а с другой стороны позволяет использовать современные параллельные вычислительные системы.

В общем случае производится полное трехмерное численное моделирование эволюции во времени электромагнитного поля, описываемого уравнениями Максвелла в ограниченной счетной области с различными граничными условиями. С помощью материальных уравнений задается соответствующая модель среды. На данный момент реализованы следующие типы граничных условий на границе счетной области:

**Периодические граничные условия.** Компоненты электромагнитного поля на противоположных границах полагаются одинаковыми.

**Отражающие граничные условия.** Возможны 2 модели полного идеального отражения: отражение с нулевыми тангенциальными компонентами напряженности электрического поля (классическое идеальное отражение от проводящей поверхности), либо магнитного.

**Предопределенные значения.** Неизвестные величины доопределяются заданными функциями координат и времени, возможен и тривиальный случай (доопределение нулем)

**Смешанные условия.** Комбинация двух предыдущих условий. трехмерное численное моделирование эволюции во времени электромагнитного поля, описываемого уравнениями Максвелла в ограниченной счетной области с различными граничными условиями. С помощью материальных уравнений задается соответствующая модель среды.

**Поглощающие граничные условия PML (Perfectly Matched Layer).**[6]

Различные среды можно моделировать соответствующими вариациями материальных уравнений, реализация которых пока априори считалась выполненной. Тем не менее именно они фактически определяют возможности применимости разработанного алгоритма. На данный момент алгоритм реализован для модели бездисперсионного диэлектрика, у которого диэлектрическая и магнитная проницаемость зависят только пространственной координаты, а также диэлектрика с дисперсией на основе модели Друде. В виде следствия этой модели можно также рассматривать и проводники. Особый интерес может представлять моделирование метаматериала (материала с отрицательным показателем преломления), которое также основывается на модели Друде.

Ниже приведены графики зависимости эффективности расчета (отношение теоретического времени исходя из количества тактов процессора, необходимого для одного расчета и его скорости к реально получившемуся времени счета) при различных параметрах алгоритма.

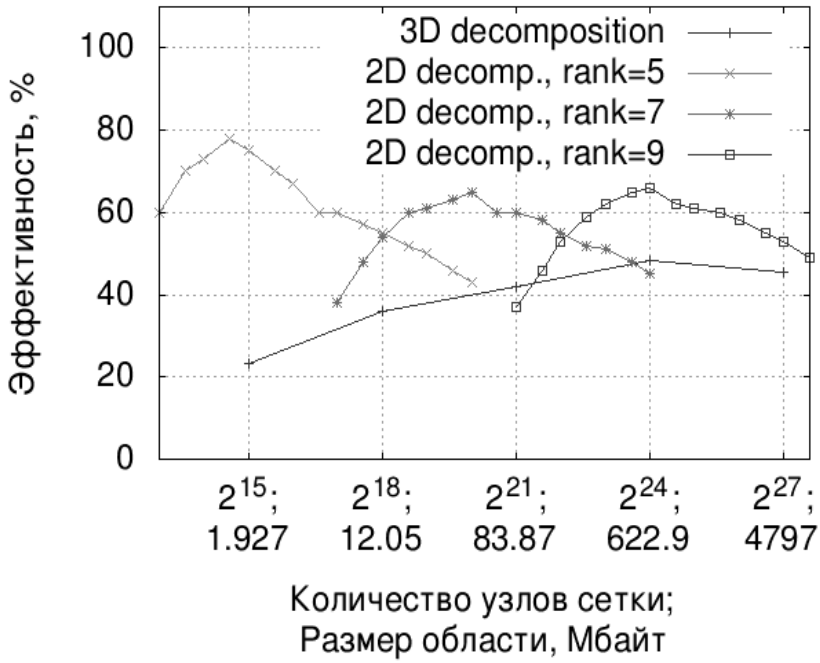



**Рис. 1**. Эффективность


1. J. B. Pendry, *Phys. Rev. Lett.*, **85**, 3966 (2000).
2. Zhaowei Liu, Hyesog Lee, Yi Xiong, Cheng Sun, Xiang Zhang, *Science,* **Vol. 315.**, 23 March 2007, no. 5819, p. 1686
3. http://www.cst.com/Content/Products/MWS/Overview.aspx
4. http://ab-initio.mit.edu/wiki/index.php/Meep
5. Левченко В.Д., *Информационные технологии и вычислительные системы*. 2005. №1. с.68
6. Berenger J.-P., *Journal of Computational Physics*, **127**, P.363-379 (1996).


# РАСЧЕТ МОДУЛЕЙ ПОДСВЕТКИ НА ОСНОВЕ ГРАДИЕНТНОЙ ОПТИМИЗАЦИИ ПРЕЛОМЛЯЮЩЕЙ ПОВЕРХНОСТИ


Досколович Л.Л., Моисеев М.А.

Учреждение Российской академии наук

Институт систем обработки изображений РАН, Самара, Россия

Самарский государственный аэрокосмический университет имени С.П. Королева, Самара, Россия

Представлен градиентный метод расчета поверхности преломляющего элемента, формирующего заданное распределение освещенности от точечного источника излучения. Форма преломляющей поверхности описывается в сферических координатах бикубическим сплайном. Параметрами оптимизации являются значения функции радиус-вектора и ее производных в узлах сплайновой сетки. Рассчитан оптический элемент, формирующий равномерное распределение освещенности в правильном шестиугольнике.

Системы подсветки являются составной частью большинства жидкокристаллических мониторов [1], а также применяются в архитектурной подсветке зданий, оформлении интерьера и т. д. Примером простейшего модуля прямой системы подсветки может служить преломляющий оптический элемент с интегрированным в него источником излучения (например, светодиодом). Задача расчета такого модуля подсветки может быть сформулирована как задача нахождения формы преломляющей поверхности из условия формирования заданного распределения освещенности в освещаемой области.

Даже при точечном (компактном) источнике излучения указанная задача сводится к решению нелинейных дифференциальных уравнений в частных производных типа уравнения Монже-Ампера. Решение данных уравнений является сложной задачей. Аналитические решения известны только для частных случаев с радиальной или цилиндрической симметрией. Для расчета сложных, не радиально-симметричных оптических поверхностей используются оптимизационные итерационные процедуры [2–4], требующие больших временных и вычислительных затрат. В настоящее время не существует общих универсальных методов, позволяющих решать вышеуказанную задачу.

В данной работе предложен новый градиентный метод расчета преломляющих поверхностей, применимый для расчета модулей подсветки с освещаемой областью произвольной формы. Метод основан на представлении преломляющей поверхности в виде бикубического сплайна и последующей оптимизации его параметров. Критерием качества преломляющей поверхности является среднеквадратичное отклонение формируемого распределения освещенности от заданного. В методе учитываются френелевские потери, возникающие при преломлении, что позволяет существенно увеличить угловые размеры освещаемой области.

С помощью предложенного метода был рассчитан оптический элемент (рис. 1), формирующий равномерное распределение освещенности в правильном шестиугольнике от ламбертовского источника излучения. Расстояние от источника до освещаемой области – 15 мм, сторона шестиугольника – 55 мм. Размеры оптического элемента составляют порядка 12x12x3,6 мм, его показатель преломления – 1,5. На рис. 2 показано распределение освещенности от рассчитанного элемента, промоделированное с помощью специализированной программы по светотехнике TracePro. Энергетическая эффективность оптического элемента составила порядка 89 %, неравномерность освещенности на выходной плоскости – менее 9 %.

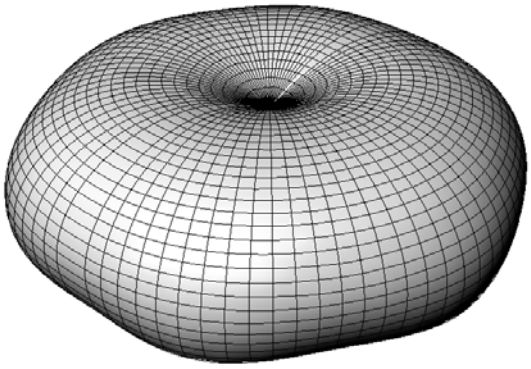


**Рис. 1.** Внешний вид линзы

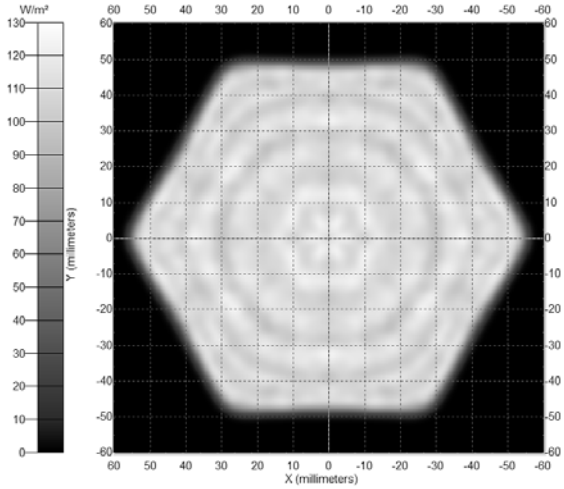



**Рис. 2.** Распределение освещенности на выходной плоскости

Работа выполнена при поддержке «Фонда содействия отечественной науке», грантов РФФИ № 07-07-97601-р_офи, 07-01-96602-р_поволжье_а, 07-07-91580-АСП_а, 08-07-99005-р_офи, гранта Президента РФ № НШ-3086.2008.9 и российско-американской программы «Фундаментальные исследования и высшее образование» (BRHE).

1. L. Baik-Kyu, H.Sh. Dong, K. Jin-Jong, Y. Jun-Bo, K. Hongki, Ch. Sung-Il, *Opt. Lett.*, **31**, №20, 3016-3018, (2006).
2. B. Parkyn, D. Pelka, *Proc. SPIE*, **6338**, 633808, (2006).
3. J. Muschaweck, H. Ries, *J. Opt. Soc. A. A*, **19**, №3, 590-595, (2002).
4. G. Pei-fu, L. Xu, Zh. Zhen-rong, *Opt. Express*, **16**, №17, 12958-12966, (2008).

# ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ДВУХ КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛАСТИНОК

П.С. Андреев, Г.В. Куликова, О.Ю. Пикуль, В.И. Строганов
Дальневосточный государственный университет путей сообщения, Хабаровск, Россия

Приведены характеристики оптического излучения, прошедшего через две кристаллические пластинки с расположением оптических осей в плоскости пластинки.

Свойства двух кристаллических пластинок, находящихся между поляризатором и анализатором несколько необычны. Если оптические оси находятся в плоскости пластинок, то система ведет себя при пропускании широкополосного излучения как пластинка суммарной толщины. Если оптические оси взаимно перпендикулярны, то, как пластинка, толщина которой равна разности толщин.

Такая аналогия, казалось бы, должна наблюдаться и для углового спектра двух пластинок (коноскопических картин). Наблюдения показали, что аналогия возможна для небольшой угловой апертуры лучей. Это обусловлено тем, что угловая

зависимость показателя преломления в плоскости оптических осей и перпендикулярной различна.

Расчеты и эксперимент выполнен для двух плоскопараллельных кристаллических пластинок $MgF_2$. Толщина каждой из пластинок 1,33 мм. На рис.1 приведена угловая зависимость $I/I_0$ – интенсивности прошедшего излучения, P – степень поляризации и γ – эллиптичности для одной пластинки $MgF_2$, когда оптическая ось перпендикулярна плоскости пластинки. На рис.2 приведены те же самые зависимости $I/I_0$, P, γ для двух одинаковых пластинок, когда оптические оси находятся в плоскости пластинок и взаимно перпендикулярны.

Из сравнения рис.1 и рис.2 видно, что система из двух пластинок с оптическими осями, лежащими в плоскости пластинок, при взаимно-перпендикулярном расположении осей, является своеобразным эквивалентом одной пластинки, у которой оптическая ось перпендикулярна плоскости пластинки. Такие свойства двух пластинок позволяют менять в широких пределах эллиптичность, степень поляризации, разность фаз для обыкновенного и необыкновенного лучей за счет изменения угла между оптическими осями и наклона пластинок.

Для рис.1 в расчетах азимутальный угол ρ равен 0, ρ – угол между плоскостью падения луча на кристаллическую пластинку и плоскостью, содержащую оптическую ось и нормаль к пластинке. Для рис.2 для первой пластинки ρ=0; для второй $\rho=90^0$.

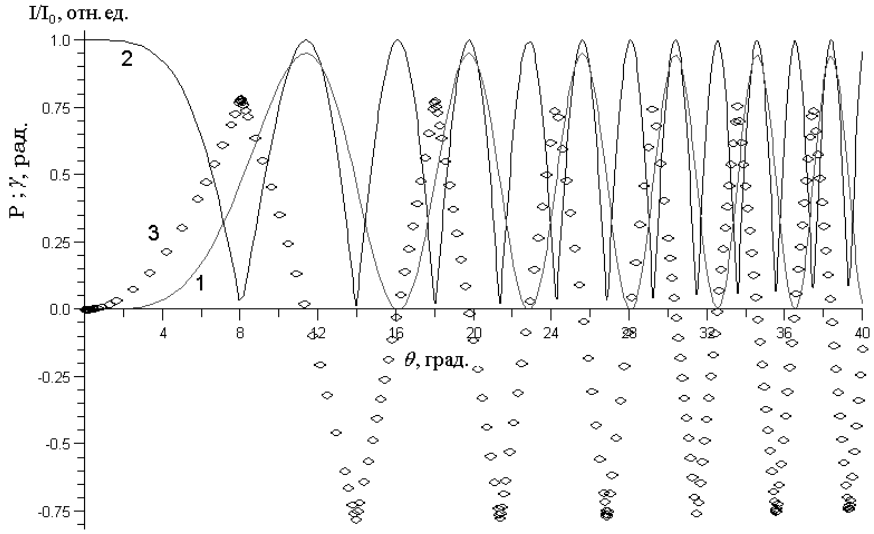



Рис.**1**. Зависимость интенсивности $I/I_0$ (1),
степени поляризации P (2) и эллиптичности γ (3) для одной пластинки $MgF_2$.
Отсчет γ производится в радианах; P – в пределах от 0 до 1.
Толщина пластинки фторида магния 1,33 мм

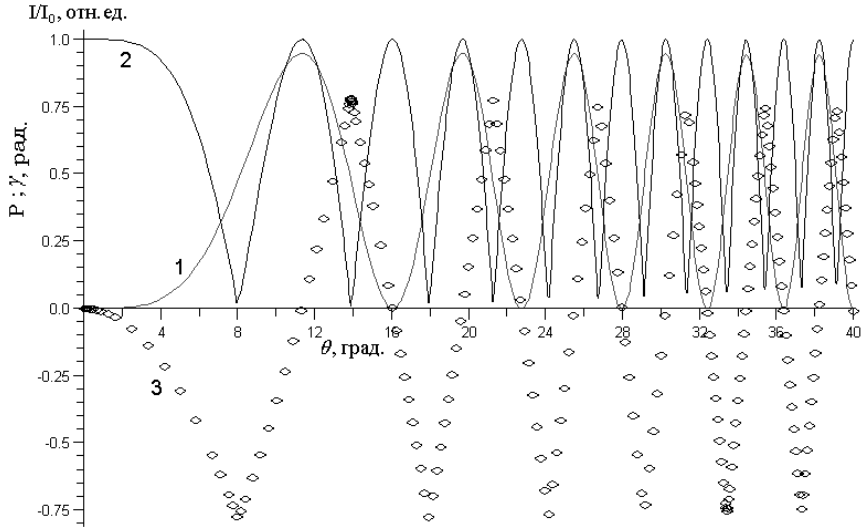



Рис.**2**. Зависимость интенсивности $I/I_0$ (1),
степени поляризации P (2) и эллиптичности γ (3) для двух пластинок $MgF_2$.
Отсчет γ производится в радианах; P – в пределах от 0 до 1.
Толщина пластинок фторида магния 1,33 мм

# ИЗУЧЕНИЕ ОБЪЕМНОЙ АНИЗОТРОПИИ ОДНОРОДНЫХ АНИЗОТРОПНЫХ ПОГЛОЩАЮЩИХ ПЛЕНОК

Муравский А.А., Пташинский В.В., Могильный В.В., Толстик А.Л.
Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь

Описана оригинальная методика по изучению объемной анизотропии поглощающих пленок. Исследованы $\alpha_x$, $\alpha_y$, $\alpha_z$ компоненты поглощения поляризаторов на основе кристаллов йода в матрице поливинилового спирта и ориентированных дискотических красителей.

Оптическая анизотропия поглощающих сред является основным физическим эффектом пригодным для создания тонкопленочных поляризаторов[1]. Такие анизотропные пленки нашли широкое применение в устройствах отображения информации, например жидкокристаллических дисплеев[2]. В настоящий момент число экранов, отображающих различную информацию постоянно увеличивается. Причем тенденция неизменно сопряжена с особенностью современного информационного общества по накоплению и отображению личной информации, такой как номера банковских счетов и их баланс, отображаемые пароли, телефонные номера, цифровые фотографии, плей-листы музыкальных композиций и многое другое. Личная информация представляет ценность для злоумышленника, позволяя фальсифицирвать данные, выдавать себя за другое лицо и совершать действия от чужого имени в реальном, а так же в виртуальном пространстве, что требует глобального повышения уровня безопасности при обработке информации. В то время как хранимая информация, находящаяся в зашифрованном виде, достаточно хорошо защищена, информация, отображаемая пользователю на экране, легко читаема и одновременно является легкой добычей для злоумышленника.

Для предотвращения считывания информации с экрана разработаны и применяются специальные «privacy protection» фильтры для сужения угла считывания информации с экрана, что достигается увеличением поглощения света при угловом распространении (Рис.1). Однако стоимость таких фильтров достаточно высока, а их применение снижает яркость изображения, что приводит к повышенному расходу батареи носимого устройства и существенно ограничивает возможную сферу применений. В то же время наличие потребности по защите отображенной информации, свидетельствует о существовании актуальной ниши для научных исследований.

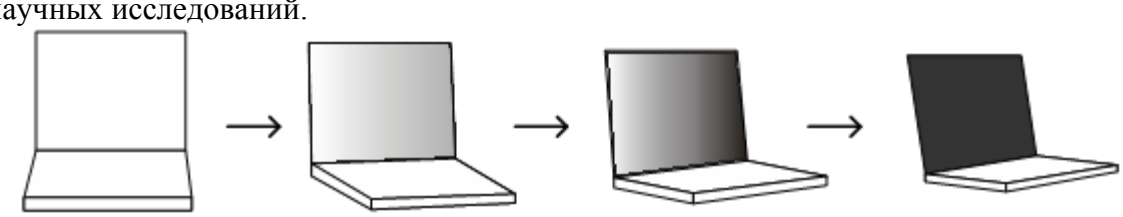


**Рис. 1.** Уменьшение угла считывания информации при поглощении света фильтром

Простым и недорогим решением данной проблемы является создание новых пленочных поляризаторов, совмещающих в себе способности поляризовать свет при нормальном падении и поглощать свет при наклонном падении, для применения в ЖК устройствах. Для разработки новых поляризаторов необходимо изучать и характеризовать объемную анизотропию поглощения, то есть способность поглощать свет при ориентации вектора поляризации вдоль x, y, z главных осей анизотропной пленки (Рис.2a) (т.е. в и перпендикулярно плоскости пленки). Поэтому изучение объемной анизотропии поглощающих пленок является актуальной задачей.

Для изучения объемной анизотропии поглощающих пленок предложен оригинальный метод эллипсометрии поглощения. Схематический рисунок установки приведен на Рис.2b. В измерительный канал спектрометра устанавливается исследуемый образец, закрепленный в держателе на поворотном лимбе (4), что обеспечивает возможность измерений поглощения при определенных углах наклона образца. Перед входной щелью (1) устанавливается поляризатор (3), для задания двух взаимно перпендикулярных направлений колебаний вектора электрической напряженности зондирующего излучения. Размер изображения входной щели задается диафрагмой (2).

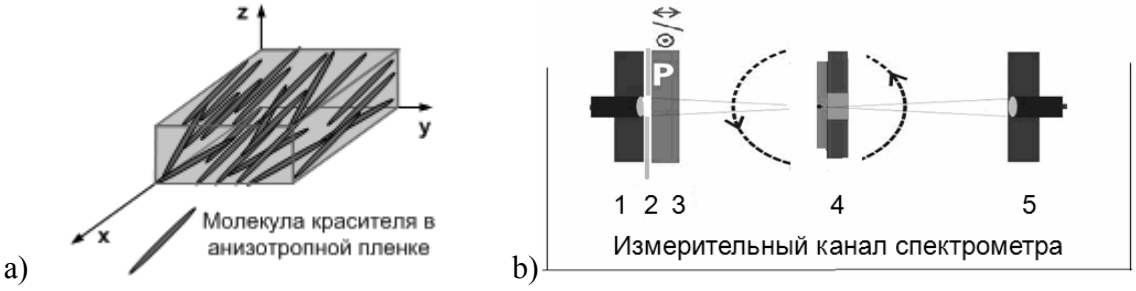



**Рис. 2.** a – главные оси однородной анизотропной поглощающей пленки;
b – схематический рисунок измерительной установки

Для каждого угла поворота образца производится совокупность двух измерений: с заданием направления поляризации зондирующего света перпендикулярно (s-поляризация) и параллельно (p-поляризация) оси вращения. В процессе измерения регистрируется поглощение света в максимуме пика поглощения как функция угла поворота образца (Рис.3).

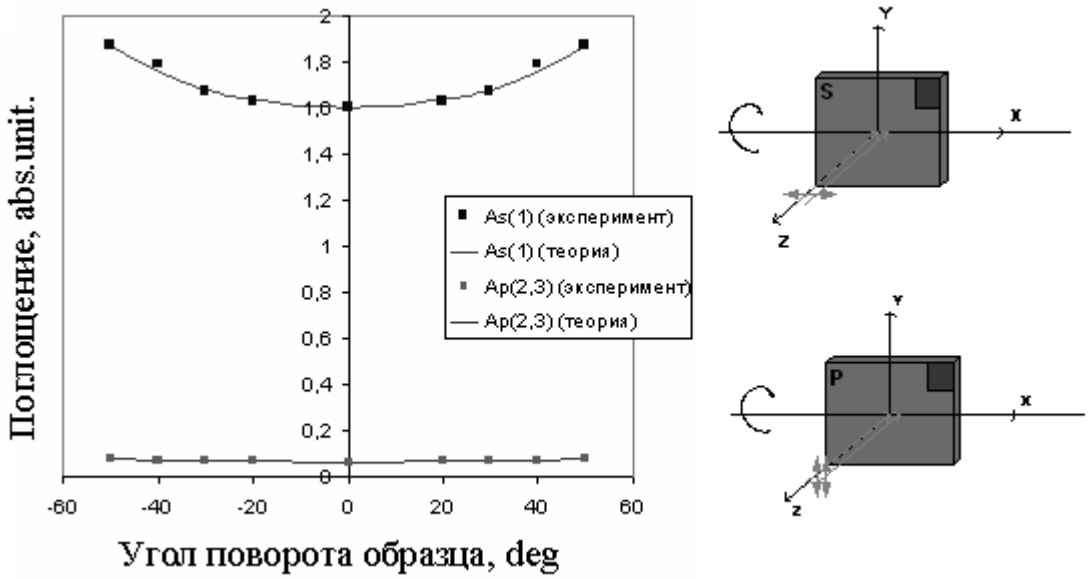



**Рис. 3.** Экспериментальная и теоретическая зависимости поглощения от угла поворота образца для случая s- и p-поляризации и геометрии эксперимента

Все измерения производятся в одном фиксированном участке образца, что позволяет получить согласованный набор экспериментальных данных для характеристики анизотропии образца согласно теоретическим кривым. Отметим, что каждая точка измеряется независимо, а данные, измеряемые при каждом угле поворота образца, содержат полную информацию об анизотропии. Таким образом, данные шести различных углов поворота образца содержат достаточно информации для восстановления компонент поглощения пленки $\alpha_x$, $\alpha_y$, $\alpha_z$.

Исследованы два типа тонкопленочных поляризаторов: поляризатор на основе кристаллов йода в ПВС (поливиниловый спирт) матрице NPF-F1225DU, Nitto Denko, Япония и поляроидный слой из ориентированных дискотических красителей N015, Optiva, США[3]. Результаты измрений приведены в Таблице 1.

***Таблица.1.*** Компоненты показателя поглощения анизотропных пленок

| | Nitto Denko NPF-F1225DU | | Optiva N015 | |
|---|---|---|---|---|
| | $\alpha_i$, $M^{-1}$ | $\alpha_x : \alpha_y : \alpha_z$ | $\alpha_i$, $M^{-1}$ | $\alpha_x : \alpha_y : \alpha_z$ |
| x | 8858 | | 2802441 | |
| y | 350 | 27 : 1 : 1 | 180037 | 16 : 1 : 1,6 |
| z | 331 | | 285555 | |

Как видно из результатов измерений, предложенная методика изучения объемной анизотропии поляроидных пленок позволяет определять не только дихроизм в плоскости, но и оценивать поглощение в направлении ортогональном плоскости пленки, что применимо для изучения упорядочивания красителей в слоях. Поляроидные пленки на основе дискотических красителей обладают компонентой поглощения в z-направлении и могут выступать основой для создания новых типов поляроидных пленок, сочетающих свойства поляризатора и защитного фильтра.

1. E. Hecht, *Optics*, 2nd ed., Addison Wesley (1990).
2. P.Yeh, C. Gu, *Optics of Liquid Crystal Display*, Wiley (1999).

3. J. Birgerson, A. Lindsjo, M.M. Selo, M. Grehk, K. Skarp, *Appl. Surf. Sc.*, **236**, 444-450 (2004).

# ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ДИНАМИКИ КОНТУРОВ УГЛОВОЙ СЕЛЕКТИВНОСТИ ГОЛОГРАММ В ПРОЦЕССЕ ЗАПИСИ

Лесничий В.В.
Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики

В работе описывается экспериментальная установка, предназначенная для считывания контуров угловой селективности объёмной голограммы-решётки на полимерном материале с диффузионным усилением в процессе экспозиции, также представлена методика проведения данного эксперимента.

В отечественной и зарубежной литературе достаточно широко освещён вопрос исследования характеристик полимерных сред с диффузионным усилением, к которым относится и исследуемый в работе “Диффен”. Однако подробное рассмотрение этих методов позволило сделать вывод, что в основном они направлены на установление зависимостей дифракционной эффективности от экспозиции голограммы и вида контуров угловой селективности, упуская из рассмотрения процессы, протекающие на стадии непосредственного формирования двух противофазных решёток на протяжении экспозиции. Авторами данной работы была поставлена задача проследить изменения контура угловой селективности элементарной голограммы-решётки в отрезке времени от начала экспозиции до её конца и оценить характер этих изменений.

Объектом исследования являлись пропускающие объемные голограммы-решетки на полимерном регистрирующем материале «Диффен».

Целью настоящей работы было разработать схему установки, позволяющей в режиме реального времени снимать контур угловой селективности элементарной голограммы-решётки в процессе экспозиции.

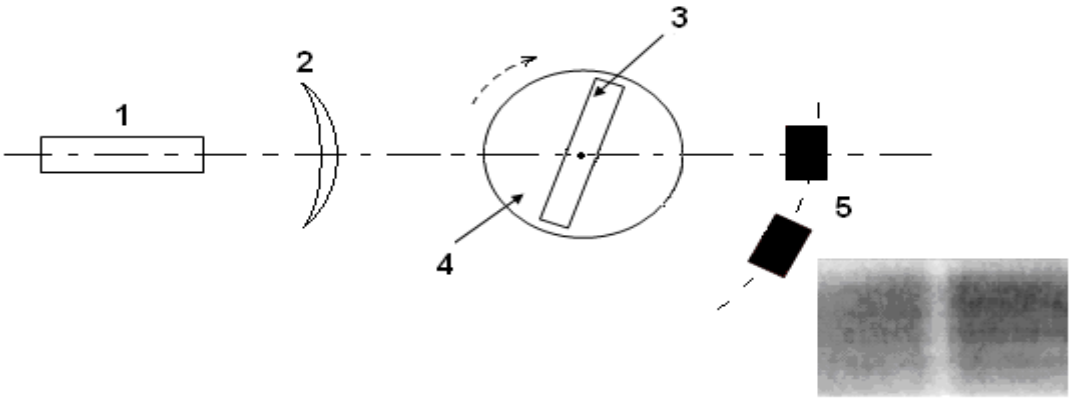
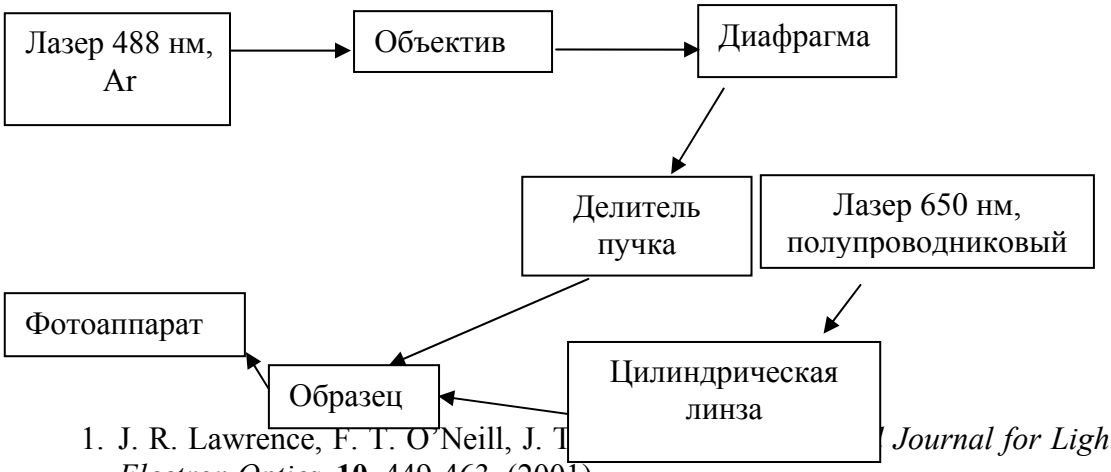



**Рис. 1.** Схема установки для измерения контура угловой селективности. 1 – источник излучения, 2 – цилиндрическая линза, 3 – образец, 4 – поворотный столик, 5 – приёмники излучения. Обычно используется способ без линзы – подвижный.

Как видно на данной схеме, источник излучения считывания остаётся неподвижным, ориентацию же относительно дифрагирующего пучка меняет только сам образец. Его положение устанавливается микрометрическим винтом, вручную. Недостатком данного метода для снятия контура угловой селективности является подвижность образца, в то время как в процессе записи голограмм нельзя допустить даже его вибрацию, не говоря уже о перемещении.

Так же, снятие контура угловой селективности вручную – процесс достаточно продолжительный по сравнению со временем экспозиции голограммы. Данный метод пригоден, таким образом, для снятия контура угловой селективности уже после записи.

В данной работе предложена методика измерения динамики контура угловой селективности, позволяющая оставить образец неподвижным и вместе с тем сократить время снятия контура до минимального. Принципиальная схема установки приведена ниже.





1. J. R. Lawrence, F. T. O'Neill, J. T[illegible] *Journal for Light and Electron Optics*, **10**, 449-463, (2001).
2. А.В. Вениаминов, В.Ф. Гончаров, А.П Попов, *Оптика и спектроскопия*,**70,** №4, 864-869, (1991).
3. О.В. Андреева, О.В. Бандюк, А.А. Парамонов, *Оптический журнал*, **12**, 27-33, (2000).
4. О.В. Андреева, О.В. Бандюк, А.А. Парамонов, А.П. Кушнаренко, В.В. Лесничий, А.П. Начаров, Н.В. Андреева, *Оптический журнал*, **9**, 60-64, (2006).


# ВЛИЯНИЕ ЦИРКУЛЯРНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ НА КОНОСКОПИЧЕСКУЮ КАРТИНУ ОПТИЧЕСКОГО КРИСТАЛЛА


Пикуль О.Ю., Строганов В.И.

Дальневосточный государственный университет путей сообщения, Хабаровск, Россия



Обнаружены особенности в коноскопических картинах оптических кристаллов, причиной которых является излучение, поляризованное циркулярно.

Технологические потребности в кристаллах с заранее заданными свойствами требуют развития методов исследования ряда оптических свойств кристаллов. В этом смысле возможности интерференционного метода с использованием сходящегося излучения (коноскопического метода) далеко не исчерпаны.

Традиционная коноскопическая картина одноосного оптически неактивного кристалла с линейно поляризованным излучением хорошо известна, объяснена и описана в литературе[1].

Коноскопическая картина оптически неактивного кристалла с циркулярно поляризованным излучением в эксперименте получена не в поляризационном микроскопе, а в системе, позволяющей получать коноскопические картины больших размеров 0.5 – 1 м (рис. 1).

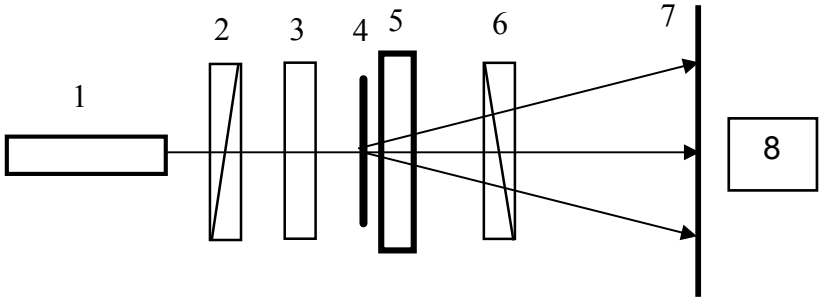


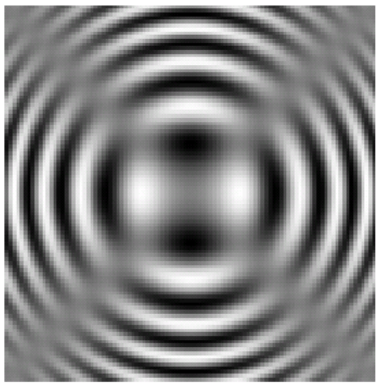

**Рис. 1**. Схема установки: 1 – He-Ne лазер (λ = 0,6328 мкм); 2 – поляризатор; 3 – фазовая пластинка λ/4; 4 – рассеиватель; 5 – кристалл; 6 – анализатор; 7 – экран; 8 – фотокамера.

Коноскопические картины получены на кристаллических пластинках ниобата лития (толщиной 10 мм; 1,23 мм) и фторида магния (толщиной 1,18 мм), вырезанных перпендикулярно оптической оси.

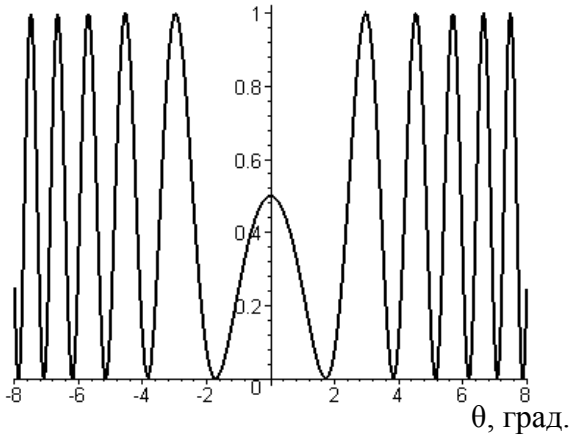
Для каждой из указанных пластинок наблюдали характерные коноскопические картины, изменяющиеся при изменении поляризации излучения. Для циркулярно поляризованного излучения коноскопическая картина преобразуется в фигуру, состоящую из двух черных точек в центре картины на фоне изохром с изменяющейся от минимума к максимуму интенсивностью при переходе через светлый мальтийский крест. Как левоциркулярное, так и правоциркулярное излучение дают для данного кристалла одинаковое расположение черных точек на картине.

Коноскопические картины, приведенные на рис. 1, характерны для всех одноосных кристаллов данного среза (оптическая ось перпендикулярна входной плоскости пластинки) и позволяют экспрессно оценить характер поляризации используемого излучения.

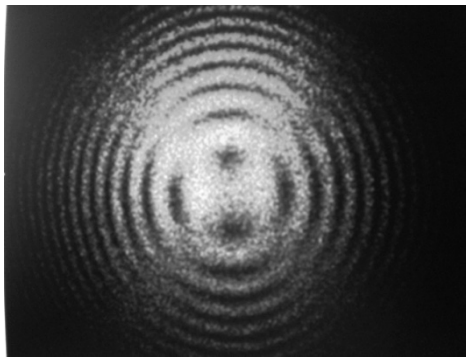
$I/I_{0,\ \text{отн.ед.}}$



а)




в)



б)

**Рис. 1**. Коноскопическая картина ниобата лития ($LiNbO_3$) с циркулярно поляризованным излучением: (а) – теоретически рассчитанная с применением Maple; (б) – экспериментально полученная. (в) – сечение коноскопической картины по линии, соединяющей две черные точки.


1. Н.М. Меланхолин, *«Методы исследования оптических свойств кристаллов»*, (1970).


# РОЛЬ ВЕКТОРНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ СВЕТОВЫХ ВОЛН В КРИСТАЛЛАХ ПРИ ПРЕОБРАЗОВАНИИ ИЗОБРАЖЕНИЯ


Н.М.Киреева, Д.А. Кузнецов, В.А. Лебедев, В.И. Строганов
Дальневосточный государственный университет путей сообщения, Хабаровск, Россия



Рассмотрена схема преобразования широкополосного некогерентного изображения в оптическом кристалле, с высоким качеством изображения и отсутствием спекл-структуры изображения.


Устройства наблюдения тепловых полей объектов используют различные схемы преобразования инфракрасного изображения в нелинейных оптических кристаллах. Одной из первых схем преобразования изображения была схема касательного синхронизма. Угловое поле зрения для этой схемы 1-3 угловых градуса.

Затем С.И. Маренниковым с сотрудниками была разработана схема критичного векторного синхронизма, для которой угловая апертура преобразованного изображения была свыше 60 угловых градусов. В обоих случаях использовалось для накачки лазерное излучение.

В случае преобразованного широкополосного некогерентного изображения возникают новые, несколько неожиданные требования:

- пучки широкополосного излучения должны быть гомоцентрическими (создающие изображение);
- накачка должна быть в виде сходящихся гомоцентрических пучков широкополосного излучения;
- гомоцентрические пучки, создающие изображение, и множество пучков накачки, должны быть строго совмещены в плоскости, находящейся в оптическом кристалле, то есть преобразование реализуется за счет векторных взаимодействий.

Нами реализована такая схема преобразования инфракрасного изображения в видимую область в оптическом кристалле. Качество изображения высокое, как в обычных оптических приборах. Спекл-структура изображения, присущая лазерному излучению, отсутствует.

## ОПИСАНИЕ ШТАРКОВСКОЙ СТРУКТУРЫ КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ $Cs_2NaYCl_6$:$Tm^{3+}$ С УЧЕТОМ ВЛИЯНИЯ КОНФИГУРАЦИОННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Фомичева Л.А., Ларионова Н.Н., Корниенко А.А., Дунина Е.Б.
Витебский государственный технологический университет, Витебск, Беларусь

Выполнено описание штарковской структуры мультиплетов иона $Tm^{3+}$ в эльпасолите $Cs_2NaYCl_6$ с помощью модифицированного гамильтониана кристаллического поля, полученного в приближении аномально сильного конфигурационного взаимодействия. На основе выполненных расчетов определены параметры ковалентности.

Для описания штарковской структуры мультиплетов обычно используют гамильтониан кристаллического поля, полученный в приближении слабого конфигурационного взаимодействия[1]:

$$H_{cf} = \sum_{k} \sum_{q=-k}^{k} B_q^k C_q^k \qquad (1)$$

Хорошего описания штарковской структуры для кристаллической системы $Cs_2NaYCl_6$:$Tm^{3+}$ с помощью гамильтониана (1) достичь не удалось, поэтому расчеты были выполнены в приближении аномально сильного конфигурационного взаимодействия с помощью следующего гамильтониана[2]:

$$H_{cf} = \sum_{k,q}\left\{B_q^k + \left(\frac{\Delta_d^2}{\Delta_d - E_J} + \frac{\Delta_d^2}{\Delta_d - E_{J'}}\right)\widetilde{G}_q^k(d) + \right.$$
$$\left. + \sum_i \left(\frac{\Delta_{ci}^2}{\Delta_{ci} - E_J} + \frac{\Delta_{ci}^2}{\Delta_{ci} - E_{J'}}\right)\widetilde{G}_q^k(c)\right\}C_q^k \quad (2)$$

Поскольку $Cs_2NaYCl_6$ обладает кубической симметрией, то слагаемое $\left(\frac{\Delta_d^2}{\Delta_d - E_J} + \frac{\Delta_d^2}{\Delta_d - E_{J'}}\right)\widetilde{G}_q^k(d)$, соответствующее конфигурации противоположной четности, равно нулю и в этом случае необходимо учитывать только вклад от процессов с переносом заряда[3]:

$$\widetilde{G}_q^k(c) = \sum_b \widetilde{J}^k(b) C_q^{k^*}(\Theta_b, \Phi_b), \quad (3)$$

где

$$\widetilde{J}^2(b) \approx \frac{5}{28}\left[2\gamma_{\sigma f}^2 + 3\gamma_{\pi f}^2\right];$$
$$\widetilde{J}^4(b) \approx \frac{3}{14}\left[3\gamma_{\sigma f}^2 + \gamma_{\pi f}^2\right];$$
$$(4)$$
$$\widetilde{J}^6(b) \approx \frac{13}{28}\left[2\gamma_{\sigma f}^2 - 3\gamma_{\pi f}^2\right].$$

Здесь $\gamma_{if}$ $(i = \sigma, \pi)$ – параметры ковалентности.

В приближении слабого конфигурационного взаимодействия (1) в качестве варьируемых выступают следующие параметры кристаллического поля: $B_0^4$=1713см$^{-1}$ и $B_0^6$=157см$^{-1}$. Среднеквадратичное отклонение теоретических значений энергии от экспериментальных[4] в этом случае составляет 48см$^{-1}$.

Для улучшения точности описания были выполнены расчеты в приближении промежуточного и сильного конфигурационного взаимодействия, но существенно улучшить описание экспериментальных данных не удалось, поэтому расчеты были выполнены с помощью гамильтониана (2), полученного в приближении аномально сильного конфигурационного взаимодействия. Применение гамильтониана (2) позволило значительно улучшить описание штарковской структуры мультиплетов иона $Tm^{3+}$ $Cs_2NaYCl_6$. Среднеквадратичное отклонение уменьшилось на 50% по сравнению с приближением слабого конфигурационного взаимодействия и составило 24см$^{-1}$. Оптимальное описание достигается при следующих значениях варьируемых параметров: $B_0^4$=1261см$^{-1}$ и $B_0^6$=111см$^{-1}$, $\gamma_{\sigma f}$=-0.0267, $\gamma_{\pi f}$=0.0137, $\Delta_{c1}$=24125см$^{-1}$, $\Delta_{c2}$=36881см$^{-1}$. Полученные таким образом параметры ковалентности удовлетворительно согласуются с параметрами $\gamma_{\sigma f}$=-0,0222 и $\gamma_{\pi f}$=0,0092, полученными для хлоридов на основе микроскопических моделей[5].

Выполненные расчеты позволяют утверждать, что с помощью гамильтониана (1) можно выполнять описание штарковской структуры эльпасолитов,

активированных ионами $Tm^{3+}$. В пользу применения гамильтониана (1) свидетельствует заметное уменьшение среднеквадратичного отклонения теоретических данных от экспериментальных при описании штарковской структуры мультиплетов и хорошее согласие вычисленных при таком описании параметров ковалентности с параметрами ковалентности, полученными другими методами[5].


1. B.G. Wybourne, *Spectroscopic Properties of Rare Earths*, (1965).
2. E.B. Dunina, A.A. Kornienko, L.A. Fomicheva, *Cent. Eur. J. Phys.*, **6**, №3, 407-414, (2008).
3. А.А. Корниенко, Е.Б. Дунина, *Опт. и спектр.*, **97**, №1, 75-82, (2004).
4. J.R.G. Thorne, Qinghua Zeng, R.G. Denning, *J. Phys.: Condens. Matter.*, **13**, №33, 7403-7419, (2001).
5. D.J. Newman, M.M. Curtis, *J. Phys. Chem. Solids.*, **30**, 2731-2737, (1969).


## ФЛУОРЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА N,N-ДИ(2-КАРБОКСИЭТИЛ)-3,4-КСИЛИДИНА В ПРИСУТСТВИИ ИОНОВ КАДМИЯ (II)


Печищева Н.В.[*], Дедюхина Е.В.[*], Белозерова А.А.[**], Неудачина Л.К.[**], Осинцева Е.В.[**], Шуняев К.Ю.[*]

[*] Институт металлургии УрО РАН, Екатеринбург,

[**] Уральский государственный университет, Екатеринбург

shun@ural.ru


Кадмий используется как компонент полупроводниковых материалов и люминофоров. Поэтому разработка методик определения ионов кадмия в данных материалах является актуальной задачей.

Ранее обнаружено [1], что интенсивность люминесценции бензола и анилина резко возрастает в замороженных растворах избытков хлоридов и сульфатов ионов металлов, которые характеризуются большой величиной напряженности электрического поля и имеют заполненные внешние электронные оболочки. К такому типу ионов относятся, например, ионы кадмия(II): замораживание раствора органического реагента в их присутствии упорядочивает структуру воды и ослабляет взаимодействие органических молекул со средой. В результате наблюдается увеличение интенсивности флуоресценции. N,N-ди(2-карбоксиэтил)-3,4-ксилидин (3,4-КДК) является производным анилина, следовательно, для водного раствора 3,4-КДК также можно ожидать увеличения интенсивности флуоресценции ($I_{фл}$) при T=77K в присутствии ионов кадмия(II).

Нами изучена флуоресценция водных растворов 3,4-КДК ($C=1\cdot10^{-4}$M) при различных молярных избытках ионов $Cd^{2+}$ в интервале pH=1-6 при T=77K. Отмечено повышение $I_{фл}$ протонированной формы реагента ($\lambda_{возб}$=218 нм, $\lambda_{рег}$=280 нм). Максимально $I_{фл}$ увеличивается в 25 раз при pH=6 и 30-кратных избытках ионов металла по отношению к 3,4-КДК. Линейная зависимость $I_{фл}$ от концентрации кадмия(II) наблюдается в диапазоне $1\cdot10^{-4}$-$3\cdot10^{-3}$ моль/дм$^3$ (10-300 мг/дм$^3$). При T=293K увеличения $I_{фл}$ не наблюдается: ионы кадмия(II) гасят флуоресценцию водного раствора 3,4-КДК.


Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 07-03-96098), Президиума РАН и “Ведущие научные школы” (грант № НШ-4358.2008.3) .

1. Карякин А.В. n-Электроны гетероатомов в водородной связи и люминесценции. М. Наука. 1985. 136 с.

# ОПРЕДЕЛЕНИЕ 5 –ГИДРОКСИ-6-МЕТИЛ-3,4-ПИРИДИНДИМЕТАНОЛА ПО ФЕРРИЦИАНИДУ КАЛИЯ

Никонович О.Л., Илларионов А.И., Илларионова Е.А.*, Пантелеева Н.М.*

Иркутский государственный университет путей сообщения, Иркутск, Россия

*Иркутский государственный медицинский университет, Иркутск, Россия

Разработана унифицированная методика спектрофотометрического определения 5-гидрокси-6-метил-3,4-пиридинметанола в субстанции и таблетках, отличающаяся от существующих методик, использованием в качестве оптического образца сравнения феррицианида калия.

Среди современных физико-химических методов спектрофотометрический анализ является наиболее распространенным и доступным методом количественного определения химических соединений, которые находят применение в медицине. Однако при определении химического соединения нередко приходится сталкиваться с отсутствием или малодоступностью государственных образцов сравнения. В связи с этим возникает необходимость замены образцов сравнения на оптические образцы. В качестве оптического образца сравнения обычно используют устойчивые неорганические и органические соединения, имеющие сходные оптические характеристики и близкие области поглощения с определяемым веществом.

При разработке унифицированной методики определения 5-гидрокси-6-метил-3,4-пиридиндиметанол (пиридоксина, витамина В6) спектрофотометрическим методом в качестве оптического эталона использовался феррицианид калия. В качестве аналитической была выбрана длина волны 309 нм. На данной длине волны наблюдается минимальная погрешность измерения величины оптической плотности, так как она является максимумом поглощения пиридоксина и не превышает половины полуширины полосы поглощения феррицианида калия в 0,1М растворе гидроксида натрия.

Так как поглощение света в УФ области молекулами связано с возбуждением валентных электронов, то с помощью программы HyperChem было определено, что за полосу поглощения на 309 нм у пиридоксина отвечает хромофорная группа, а полоса поглощения на 304 нм у феррицианида калия обусловлена переходом с переносом заряда от атома железа.

# ЗАВИСИМОСТИ ТЕРМОХРОМНОГО СДВИГА ПОЛОСЫ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ПРОЗВОДНЫХ 1,3,4-ОКСАДИАЗОЛА В БИНАРНЫХ РАСТВОРИТЕЛЯХ

Т. А. Буренкова
Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь

Изучены спектры люминесценции производных 1,3,4-оксадиазола в бинарных растворителях в широком интервале температур (77 К−293 К). Определены зависимости сдвига полосы люминесценции от состава растворителя и температуры.

Существенной характеристикой процесса релаксации молекул окружения люминесцирующего центра служит соотношение между длительностью пребывания молекулы в возбужденном состоянии $\tau_e$ и постоянной времени межмолекулярной релаксации $\tau_R$. В зависимости от соотношения величин $\tau_e$ и $\tau_R$ испускание может происходить из равновесного ($\tau_e >> \tau_R$, жидкие растворы), неравновесного Франк-Кондоновского ($\tau_e << \tau_R$, твердые растворы)[1-2] и промежуточного ($\tau_e \sim \tau_R$, вязкие растворы) состояний[3]. Варьируя температуру раствора, можно изменять длительность релаксации от $10^{-11}$ – $10^{-12}$ с при комнатной температуре до сколь угодно больших величин, т. е. осуществлять практически любые соотношения между $\tau_e$ и $\tau_R$. С другой стороны при уменьшении температуры изменяются различные физические свойства растворителей: плотность, диэлектрическая проницаемость, показатель преломления. Численные значения указанных характеристик непосредственно определяют величину межмолекулярных взаимодействий, что находит отражение в спектроскопических характеристиках сложных молекул[3-5], в частности, в сдвиге полосы люминесценции.

В качестве люминесцирующих соединений для исследования бинарных растворителей (2-пропанол-гексан, 2-пропанол-толуол, 2-пропанол-тетрахлорметан) при различных температурах в данной работе использовались производные 1,3,4 – оксадиазола, структурная формула которых представлена ниже:

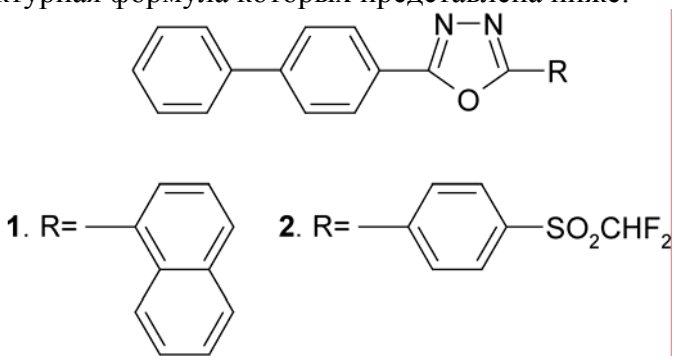



**Рис. 1.** Структурные формулы исследуемых соединений

Так как соединение **1** содержит малополярный заместитель, то изменение состава и полярности окружения при комнатной температуре приводит к небольшим сдвигам полосы люминесценции (~5-10 нм). Однако характер спектрального сдвига при уменьшении температуры существенно зависит от типа растворителя и его полярности (рис. 2, 3).

В растворе полярного 2-пропанола наблюдается *S*-образный сдвиг полосы люминесценции, связанный с увеличением диэлектрической проницаемости и

показателя преломления при охлаждении растворителя на начальном этапе и значительным ростом величины времени межмолекулярной релаксации при дальнейшем уменьшении температуры. В неполярных растворителях (гексан, толуол, тетрахлорметан) полоса люминесценции испытывает в целом батохромное смещение, которое может сопровождаться резкими скачками величины частоты максимума полосы люминесценции.

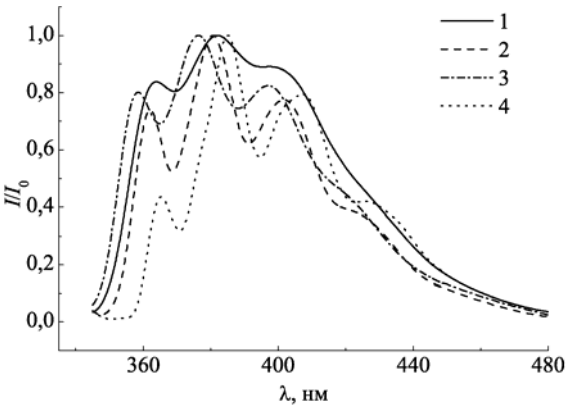



**Рис. 2.** Спектры люминесценции соединения **1** в 2-пропаноле при температуре 293 К (1), 77 К (3) и в гексане при температуре 293 К (2), 77 К (4)

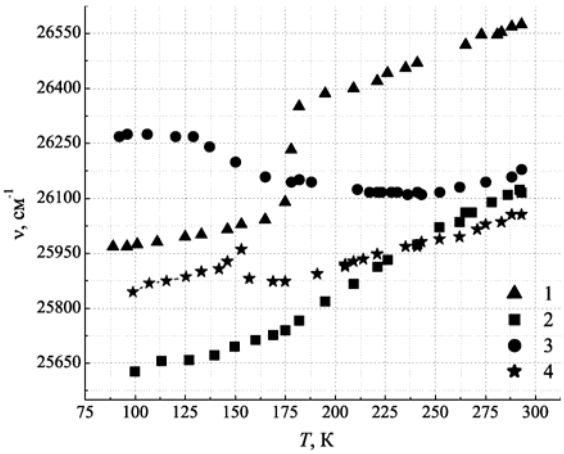



**Рис. 3.** Зависимость частоты максимума полосы люминесценции соединения **1** от температуры в гексане (1), тетрахлорметане (2), 2-пропаноле (3), толуоле (4)

Так в гексане при $T$=175-178 К, что соответствует температуре кристаллизации раствора, наблюдается резкое уменьшение частоты максимума полосы люминенсцеции, в толуоле при $T$=140-145 К, соответствующей фазовому переходу второго рода, наоборот имеет место увеличение значения частоты.

В бинарных растворителях указанные особенности термохромного сдвига полосы люминесценции соединения **1** сохраняются при относительно больших значениях молярных концентраций 2-пропанола. Для смеси гексан-2-пропанол резкое изменение частоты можно наблюдать в диапазоне молярных концентраций полярного компонента $n_{ip}$=0-0.70, для смеси 2-пропанол-толуол – при $n_{ip}$=0-0.50. При дальнейшем увеличении полярности окружения зависимость сдвига полосы от температуры приобретает $S$-образный вид.

Соединение **2** содержит в качестве заместителя сильную электроноакцепторную дифторметилсульфонильную группу, поэтому в спектрах данного соединения может проявляться полоса с переносом заряда, спектральное положение которой очень чувствительно к полярности окружения. Однако данную полосу можно наблюдать и в неполярных растворителях (гексан, тетрахлорметан) при низких температурах (рис. 4), что может быть связано с формированием упорядоченной структуры микроокружения, которая способствует фиксированию той геометрии молекулы, при которой вероятность испускания из состояния с переносом заряда возрастает.

Так же, как и в случае соединения **1**, зависимости спектрального сдвига полосы люминесценции соединения **2** от температуры характеризуются скачками значений частоты при температурах фазовых переходов. Однако в смесях неполярного и полярного растворителей данные резкие изменения исчезают при меньших значениях молярных концентраций полярного компонента.

В отличие от соединения **1** для раствора соединения **2** в тетрахлорметане также наблюдается резкое изменение частоты максимума полосы люминесценции при температуре $T$=225 К, соответствующей фазовому переходу второго рода. При увеличении содержания 2-пропанола в смеси 2-пропанол-тетрахлорметан до молярной концентрации $n_{ip}$=0.48 сохраняется батохромное смещение спектра в области температуры фазового перехода, величина которого уменьшается с увеличением $n_{ip}$ (рис. 5). Следует также отметить, минимум $S$-образной зависимости термохромного сдвига полосы люминесценции соединения **1** в этом же бинарном растворителе также приходится на температурный интервал вблизи $T$=225 К.

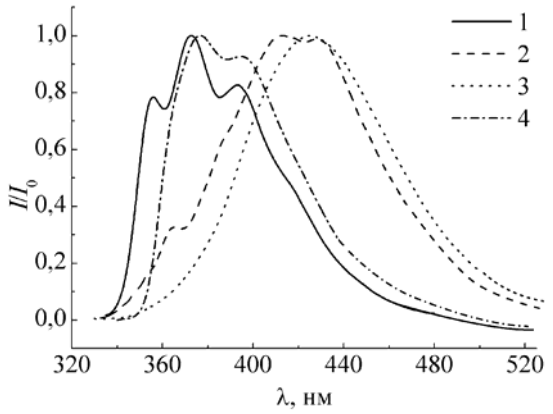



**Рис. 4.** Спектры люминесценции соединения **2** в гексане при температуре 293 К (1), 77 К (2) и в 2-пропаноле при температуре 293 К (3), 77 К (4)

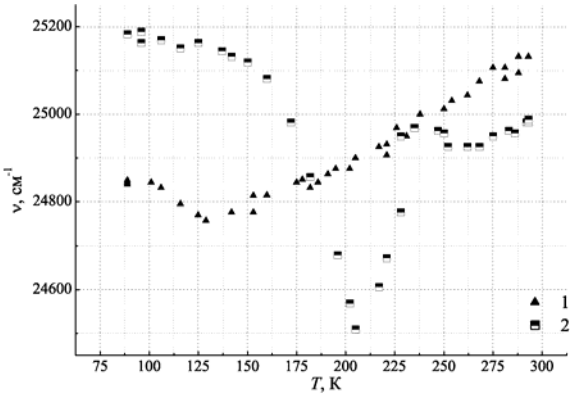



**Рис. 5.** Зависимость частоты максимума полосы люминесценции соединения **2** от температуры в толуоле (1), в бинарном растворителе тетрахлорметан-2-пропанол ($n_{ip}$=0.18) (2)


1. В. В. Зелинский, В. П. Колобков. *Опт. и спектр.*, **5**, №4, 423-427, (1958).
2. Левшин Л. В., Струганова И. А., Толеутаев Б. Н. *Опт. и спектр.*, **64**, №2, 314-319, (1988).
3. Бахшиев Н. Г., Мазуренко Ю. Т., Питерская И. В. *Изв. АН СССР. Серия физ.*, **32**, №8, 1360-1365, (1968).
4. Пикулик Л. Г., Соломахо М. А. *Изв. АН СССР. Серия физ.*, **22**, №11, 1391-1394, (1958).
5. Пикулик Л. Г. *Изв. АН СССР. Серия физ.*, **24**, №5, 572-576, (1960).


# УРАВНЕНИЕ ШТЕРНА – ФОЛЬМЕРА В ОПРЕДЕЛЕНИИ КОНСТАНТ СВЯЗЫВАНИЯ ФЛУОРЕСЦЕНТНЫХ МАРКЕРОВ СЕМЕЙСТВА ФЛУОРЕСЦЕИНА С СЫВОРОТОЧНЫМ АЛЬБУМИНОМ ЧЕЛОВЕКА


Полянский Д.В., Власова И.М.

МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

Определены эффективные константы связывания маркеров семейства флуоресцеина с сывороточным альбумином человека (САЧ) при различных значениях pH. Введение галогенных групп в структурную формулу флуоресцеина меняет характер зависимости эффективной константы связывания маркера с САЧ от pH. Наличие более электроотрицательного атома в структурной формуле маркера приводит к уменьшению эффективных констант связывания маркера с САЧ.

Большую роль в изучении физико-химических свойств связывающих центров сывороточного альбумина человека (САЧ) играет метод флуоресцентных маркеров. Для исследования САЧ непосредственно в плазме крови широко используют анионные при физиологическом значении pH маркеры семейства флуоресцеина – исходное соединение флуоресцеин и его галоген – производные (бромированная производная – эозин и йодированная производная – эритрозин).

В качестве характеристик связывания флуоресцентных маркеров с белком рассматриваются два параметра – константа связывания маркера с белком ($K$) и число центров связывания на белке для данного маркера ($N$). Оба параметра определяются из спектров флуоресценции по теории Скэтчарда. Маркеры семейства флуоресцеина связываются со связывающим центром I САЧ, поэтому в данном случае число центров связывания на белке для этих маркеров равно 1 ($N = 1$). Теория Скэтчарда в применении к спектрам флуоресценции маркеров, тушащихся при связывании с белком, описывается уравнением Штерна – Фольмера.

Для всех трех маркеров по полученным графикам Штерна – Фольмера тушения их флуоресценции добавлением различных концентраций САЧ показано, что при pH, меньших 6,0, в связывании маркера с САЧ включены два типа взаимодействия – ковалентный и ионный, а при pH, больших 6,0, в связывании маркера с САЧ задействован только ковалентный механизм. Поэтому для учета обоих механизмов взаимодействия маркеров с САЧ удобнее использовать эффективную константу связывания маркеров с САЧ.

Показано, что максимально эффективное связывание флуоресцеина с САЧ имеет место при pH 5,0 – 6,0, а для эритрозина и эозина максимально эффективное связывание с САЧ имеет место при pH, меньших 5,0, что объясняется соотношением электрических зарядов на маркерах и белке.

Установлено, что введение галогенных групп в структурную формулу флуоресцеина меняет характер зависимости эффективной константы связывания маркера с САЧ от pH (рис. 1): для флуоресцеина свойственна нелинейная зависимость эффективной константы связывания его с белком с максимумом при pH 6,0, а для эозина и эритрозина характерна линейно убывающая с ростом pH зависимость эффективной константы связывания их с САЧ.

Зарегистрировано, что в среднем диапазоне pH (от области изоэлектрической точки САЧ 4,7 и до области физиологического значения pH 7,4) наибольшие значения имеют эффективные константы связывания с САЧ флуоресцеина, наименьшие значения – эффективные константы связывания эозина, а промежуточные значения – эффективные константы связывания эритрозина.

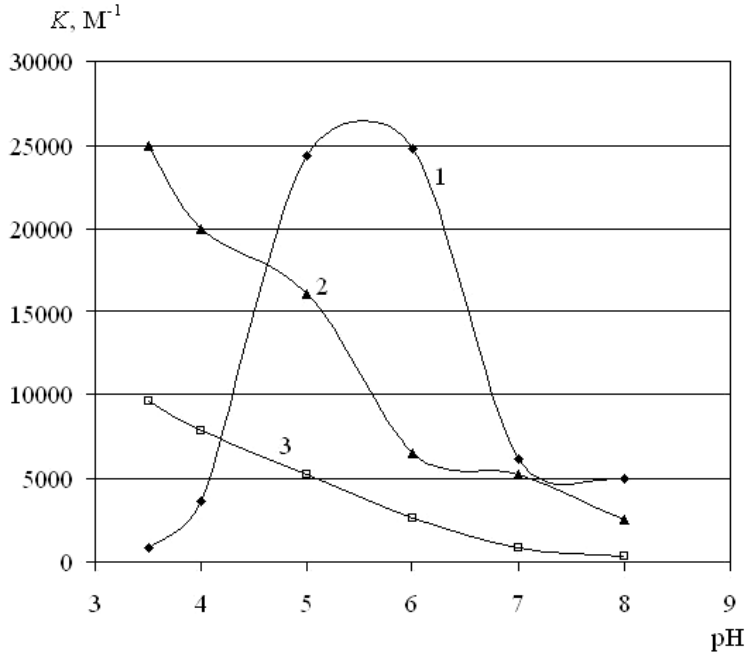



**Рис. 1.** Зависимость эффективной константы связывания маркера с САЧ от pH растворов: 1 – флуоресцеин, 2 – эритрозин, 3 – эозин

Обнаруженные отличия в эффективных константах связывания с САЧ этих трех маркеров определяются величиной электроотрицательности атомов боковых радикалов в структурных формулах маркеров. Увеличение электроотрицательности наблюдается в следующем направлении: водород (у флуоресцеина) – йод (у эритрозина) – бром (у эозина). Наличие в молекуле маркера более электроотрицательного атома приводит к сильному уменьшению значений pK ионизируемых групп (pK(COOH) и pK(OH)) этих маркеров и к уменьшению значений эффективных констант связывания маркера с САЧ, т.е. к ослаблению связывания маркера с САЧ.

# ИССЛЕДОВАНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИИ ТРИПТОФАНОВОЙ ФЛУОРЕСЦЕНЦИИ СЫВОРОТОЧНОГО АЛЬБУМИНА ЧЕЛОВЕКА ПРИ ДСН-ИНДУЦИРОВАННОЙ ДЕНАТУРАЦИИ

Журавлёва В.В., Власова И.М.
МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

По поляризации триптофановой флуоресценции САЧ обнаружен двустадийный характер денатурации САЧ под действием ДСН: 1 стадия – разрыхление глобул (при всех pH), 2 стадия – полное разворачивание цепи САЧ (при pH, меньших pI белка). Показано, что изменения поляризации флуоресценции триптофана несут отпечаток, как локальных перестроек ближайшего окружения триптофана, так и более отдаленных периферийных изменений глобулы САЧ.

Уникальная способность сывороточного альбумина человека (САЧ) связывать обширный круг органических и неорганических лигандов определяет одну из

основных функций этого белка – транспорт физиологических метаболитов, поэтому исследование денатурации этого белка чрезвычайно важно в связи с его физиологическими функциями в крови. В работе представлены результаты исследований денатурации САЧ под действием детергента додецилсульфата натрия (ДСН) при различных pH по анализу поляризации триптофановой флуоресценции САЧ. Получены зависимости степени анизотропии триптофановой флуоресценции САЧ ($r$) от концентрации ДСН для различных значений pH (рис. 1). Значения $r$ рассчитывались по значениям $I_{||}$ и $I_{\perp}$ в максимуме спектров испускания флуоресценции САЧ.

Как известно, изменения поляризации флуоресценции обуславливаются двумя причинами – во-первых, вращательной диффузией флуорофоров и, во-вторых, безызлучательным переносом энергии между флуорофорами. Благодаря подбору условий (концентрации САЧ, длины волны возбуждения флуоресценции) вклад от второй причины отсутствует в данных экспериментах. Таким образом, поляризация флуоресценции триптофана САЧ обусловлена как вращением целой молекулы белка, так и вращением домена II САЧ, содержащего триптофан, так и вращением самого триптофана относительного своего ближайшего окружения. Стационарные измерения поляризованной флуоресценции белка позволяют анализировать вращение целой молекулы белка, а вклад вращения белкового домена, содержащего триптофан, и вращения триптофанового остатка относительно ближайшего окружения считается пренебрежимо малым.

Как видно из рис. 1, значения $r$ возрастают в области до 1 мМ ДСН для всех значений pH, что указывает на первую стадию денатурации САЧ – разрыхление глобул: происходит увеличение объема гидратированных молекул белка, что уменьшает вращательную диффузию молекул САЧ и приводит к увеличению $r$.

Дальнейшее увеличение (больше 1 мМ) концентрации ДСН при pH, больших pI САЧ (4,7), не меняет значений $r$, что указывает на то, что размеры молекул САЧ не меняются и, следовательно, денатурация останавливается на первой стадии.

Иной характер зависимостей $r$ от концентрации ДСН наблюдается при pH, меньших pI САЧ: в области 1 – 2 мМ ДСН значение $r$ практически постоянно, в области 2 – 4 мМ ДСН происходит дальнейшее увеличение $r$, что указывает на увеличение линейно-продольных размеров молекул САЧ при разворачивании аминокислотной цепи и уменьшение их вращательной диффузии, что говорит о том, что молекулы САЧ переходят во вторую стадию денатурации – стадию полного разворачивания, а при увеличении концентрации ДСН свыше 4 мМ (до 7 мМ) значения $r$ практически постоянны, что указывает на полную денатурацию молекул САЧ. По двустадийному увеличению $r$ при увеличении концентрации ДСН можно заключить, что при pH, меньших pI САЧ, денатурация САЧ в присутствии ДСН представляет собой ступенчато – двустадийный процесс.

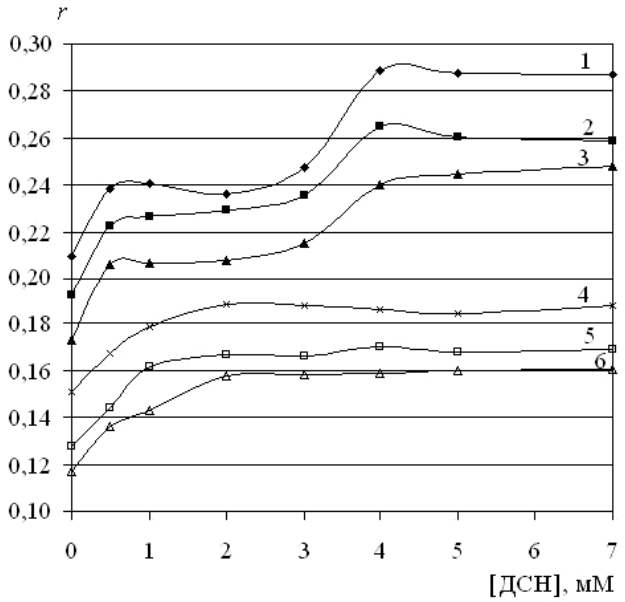



**Рис. 1.** Зависимость степени анизотропии *r* триптофановой флуоресценции (возбуждение 295 нм) САЧ (5 мкМ) от концентрации ДСН при различных значениях pH: 3,5 (1), 4,0 (2), 4,5 (3), 5,0 (4), 5,5 (5), 6,0 (6)

Как видно, изменения *r* несут отпечаток как локальных перестроек ближайшего окружения триптофанового остатка, так и более отдаленных периферийных изменений глобулы САЧ, что позволяет использовать это при исследовании конформационных перестроек глобул белков.

# КВАНТОВО-ХИМИЧЕСКИЕ РАСЧЁТЫ СТРУКТУРНЫХ, СПЕКТРАЛЬНЫХ И ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК СЛАБОСВЯЗАННОГО МОЛЕКУЛЯРНОГО КОМПЛЕКСА ТОЛАН–ВОДА

Трубина О.В.
Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь

Представлены результаты ab initio и DFT расчётов структурных и спектрально-энергетических характеристик комплекса толан–вода. Проанализировано влияние конфигурации комплекса на особенности формирования ИК спектра.

Молекула толана и его производные широко используются в различных отраслях промышленности. В качестве составного элемента они входят в структуру различных полимерных материалов, применяются в ЖК смесях [1]. Перспективным является также использование молекулы толана в наноэлектронике как своеобразного «переключателя», изменяющего свою проводимость в зависимости от взаимного расположения фенильных групп [2]. Спектральные теоретические и экспериментальные [1, 3] исследования характеристик толана проводятся, как правило, в газовой фазе. В данной работе были выполнены ab initio расчёты структуры и колебательных спектров комплекса толан–вода, формирующего за счёт образования водородной связи молекулы воды с тройной связью C≡C. Уникальной

особенностью такого комплекса является возможность молекулы воды совершать двумерные вращения (вокруг Н-связи и вокруг тройной C≡C связи).

Расчёты структурных и спектральных характеристик выполнялись с помощью прикладного квантово-химического пакета GAMESS в приближении B3LYP/cc-pVDZ. В целях лучшего согласия рассчитанных и экспериментальных частот вычисления производились с использованием «спектроскопической» массы атома водорода. Одна из устойчивых конфигураций комплекса приведена на рис. 1. Другие равновесные конфигурации этого комплекса возникают при помещении молекулы

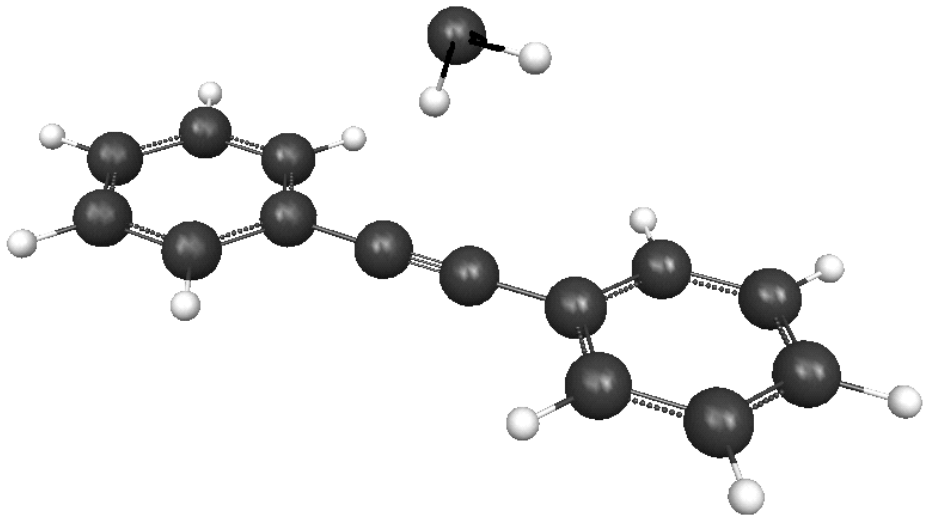


**Рис. 1.** – Одна из равновесных конфигураций комплекса толан–вода

воды в плоскость фенильных групп. Для определения влияния водородной связи на колебательные спектры фрагментов комплекса были рассчитаны и проанализированы спектры изолированных молекул толана и воды, а также их комплекса (рис. 2).

Аналогичные вычисления были выполнены и для других конфигураций комплекса. Результаты наших расчётов позволяют утверждать, что образование комплекса сопровождается: сдвигом частот колебаний; появлением в ИК спектре частот, запрещённых ранее из-за высокой симметрии молекулы толана ($D_{2h}$), а также появлением интенсивных полос, обусловленных «либрационными» колебаниями молекулы воды. Указанные особенности позволяют выявить основные тенденции формирования ИК спектра в зависимости от взаимного положения молекулярных фрагментов в комплексе.

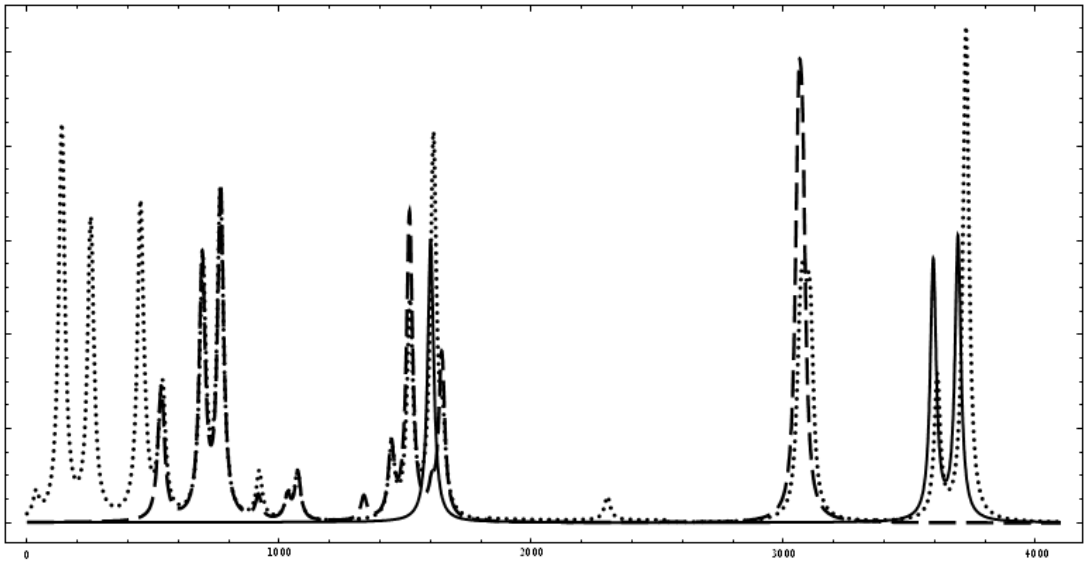



**Рис. 2**. – Рассчитанные ИК спектры воды (—), толана (- - -), комплекса ( ···)

Были выполнены расчёты полной энергии комплекса, позволяющие построить и проанализировать двумерную поверхность вращения молекулы воды относительно тройной связи C≡C в молекуле толана, а также рассчитаны энергии связи фрагментов в комплексе.


1. D. Xu, A.L. Cooksy. J. Mol. Struct. (Theochem)., **815**, 119–125 (2007).
2. J.M Seminario, J. Am. Chem., **120**. 3970−3974 (1998).
3. Okuyama K., Hasegawa T., Ito M., Mikami N, J. Phys. Chem., **88**, 1711−1716 (1984).


# ОСОБЕННОСТИ САМОФОКУСИРОВКИ СВЕТОВЫХ ВОЛН ИЗ МАЛОГО ЧИСЛА КОЛЕБАНИЙ С ПОПЕРЕЧНЫМИ РАЗМЕРАМИ МНОГО БОЛЬШЕ ПРОДОЛЬНЫХ


Езерская А.А., Иванов Д.В.

Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия


Исследования самовоздействия световых волн из малого числа колебаний в оптических средах находятся в настоящее время на передовом крае нелинейной оптики сверхкоротких импульсов. Одно из самых ярких проявлений самовоздействия света – его самофокусировка - для излучения из малого числа колебаний рассматривалась до сих пор для волновых пакетов, продольные и поперечные размеры которых соизмеримы. В настоящей работе анализируются особенности нелинейной динамики поля и спектра волн из малого числа колебаний, поперечные размеры которых намного превышают продольные.

Расчёт динамики поля E оптического излучения в настоящей работе проводится по формуле [1]

$$\frac{\partial E}{\partial z}+\frac{N_0}{c}\frac{\partial E}{\partial t}-a\frac{\partial^3 E}{\partial t^3}+b\int_{-\infty}^{t}Edt'+gE^2\frac{\partial E}{\partial t}=\frac{c}{2N_0}\Delta_\perp\int_{-\infty}^{t}Edt', \qquad (1)$$

с граничными условиями вида

$$E(z,r,t)\Big|_{z=0} = E_0 \exp\left(-2\frac{r^2}{\Delta r^2}\right)\exp\left(-2\frac{t^2}{\Delta t^2}\right)\cos(\omega_0 t), \qquad (2)$$

где центральная длина волны $\lambda_0 = 2\pi c/\omega_0 = 780$ нм соответствует излучению титан-сапфирового лазера, с пространственно-временными параметрами $\Delta t = 7.5$ фс и поперечным размером $\Delta r$ в кварцевом стекле, которому соответствуют $N_0 = 1.4508$, $a = 2.7401 \cdot 10^{-44}$ с$^3$см$^{-1}$, $b = 3.9437 \cdot 10^{17}$ с$^3$см$^{-1}$ и $\tilde{n}_2 = 2.9 \cdot 10^{-13}$ см$^2$/кВт, при граничных условиях λ= 780 нм, r = 500λ, I=1,5·10$^{13}$ Вт/см$^2$. Расчет проводился с использованием программного продукта LBullet 2.1 [2].

На рисунке 1 приведена зависимость пространственного параметра спектра светового импульса с входными пространственно-временными параметрами: λ= 780 нм, r = 500λ и τ = 7,5 фс, I = 1,5·10$^{13}$ Вт/см$^2$ от циклической частоты на различных пройденных расстояниях $z$. Пространственный параметр спектра не претерпевает заметных изменений при распространении на расстояния порядка 0,2 мм в кварцевом стекле.

Необходимо отметить появление второго максимума у спектра, пространственный параметр которого равен или больше, чем $4\Delta r$ на расстоянии 0,1 мм.

При увеличении пространственного параметра выраженность максимумов увеличивается, а при дальнейшем распространении в веществе (рассмотрено от 0,1 мм до 0,2мм) максимумы становятся более выраженными, а также изображение становится более чётким.

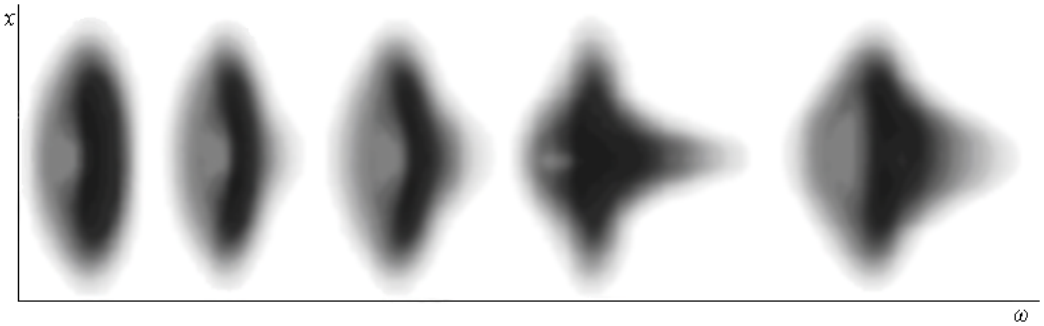



**Рис.1**.Изменение спектра светового импульса с входными пространственно-временными параметрами: λ= 780 нм, r = 500λ и τ = 7,5 фс, I = 1,5·10$^{13}$ Вт/см$^2$ по мере распространения в кварцевом стекле на расстояния 0,0; 0,05; 0,75; 0,10; 0,15 мм.

На рис. 2 приведены плоскостные изображения зависимости поля $E$, нормированного на максимальное входное значение $E_0$, от поперечной координаты и от времени $t$ с увеличением пройденного импульсом расстояния $z$ в нелинейной среде. Рисунок демонстрирует нелинейное искривление волнового фронта, соответствующее самофокусировке пучка. Поперечный размер светового импульса изменений при распространение в кварцевом стекле не претерпевает.

Из рисунков видно, что импульс с указанной пиковой интенсивностью при распространении претерпевает дисперсионное временное уширение, сопровождаемое искривлением волнового фронта. Наблюдается явление самофокусировки.

**Рис.3**.Пространственно-временная эволюция электрического поля фемтосекундного светового импульса из нескольких колебаний с входными пространственно-временными параметрами: λ= 780 нм, r = 500λ и τ = 7,5 фс, I = 1,5·10$^{13}$ Вт/см$^2$ по мере распространения в кварцевом стекле на расстояния 0,0; 0,05; 0,10; 0,15; 0,20 мм.

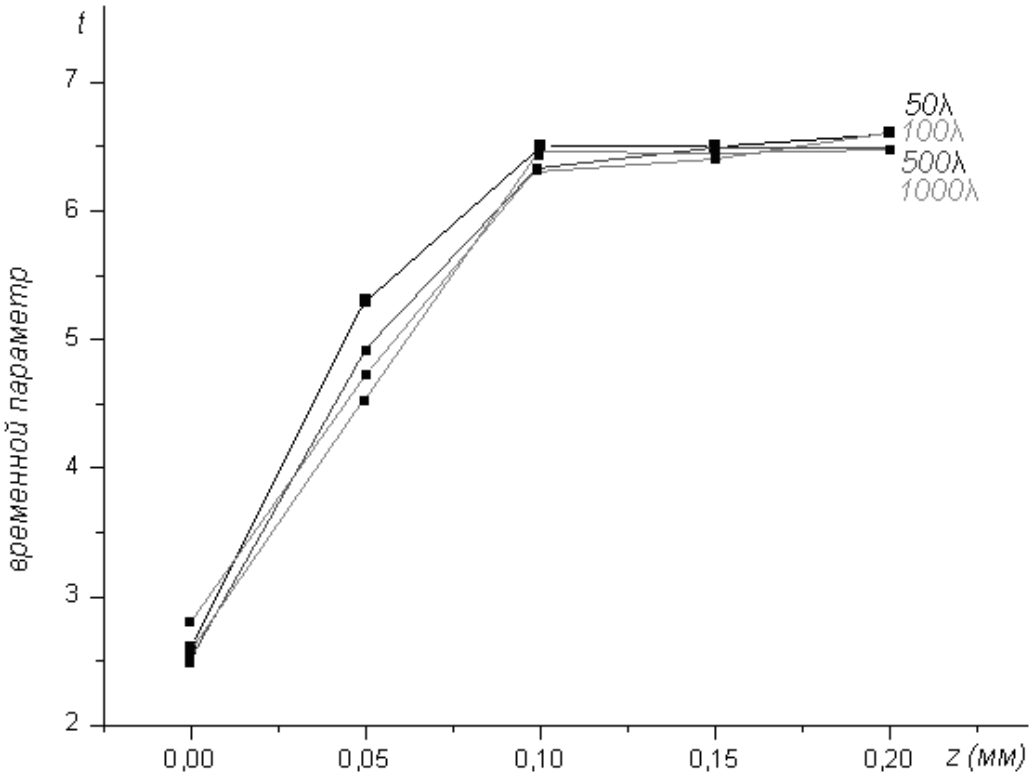



**Рис. 3**. Зависимости временного параметра спектра световых импульсов с входными пространственно-временными параметрами: λ= 780 нм, $\Delta r = 50\lambda, 100\lambda, 500\lambda, 1000\lambda$ и τ = 7,5 фс, I = 1,5·10$^{13}$ Вт/см$^2$ от пройденного расстояния в стекле.

На рисунке 3 проиллюстрированы зависимости временного параметра спектра световых импульсов с поперечными размерами $50\lambda$, $100\lambda$, $500\lambda$, $1000\lambda$ от глубины распространения в среде (кварце).

Пространственный параметр спектра светового импульса с входными пространственно-временными параметрами: $\lambda$= 780 нм, r = $500\lambda$ и $\tau$ = 7,5 фс при интенсивности I = $1{,}5\cdot10^{13}$ Вт/см$^2$ заметных изменений при распространении на расстояния порядка 0,2 мм в кварцевом стекле не претерпевает.


1. Козлов С.А., Самарцев В.В. Оптика фемтосекундных лазеров. - СПб: СПбГУ ИТМО, 2007 - 218с.
2. Berkovskiy A.N., Kozlov S.A., Shpolyanskiy Y.A.. Self-focusing of few-cycle light pulses in dielectric media // Phys. Review A. – 2005. – V.72. – 043821


# ИССЛЕДОВАНИЯ ДВУХДЛИННОВОЛНОВОЙ ЦИФРОВОЙ СПЕКЛ ФОТОГРАФИИ ДЛЯ АНАЛИЗА ФАЗОВЫХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ В ГИДРОСФЕРЕ


Петров Н.В., Беспалов В.Г., Жевлаков* А.П., Солдатов* Ю.И.

Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия;

*НПК <<ГОИ им. С.И. Вавилова>>



Представлены результаты экспериментов, нацеленных на определение величин и направлений скоростей внутриводных течений с использованием корреляционных методик. Определены оптимальные требования к регистрирующей системе, разработано специализированное программное обеспечение. Для нескольких конкретных случаев построены векторные поля скоростей течений.


Для решения задач определения направлений движения и скоростей объектов в гидросфере можно использовать метод цифровой спекл-фотографии[1]. Координаты максимума корреляционных функций, вычисленные для двух последовательно полученных под-изображений спекл-структур, формируемых поверхностью объекта, характеризуют смещения, которые произошли с объектом за время экспозиции[2]. Подбирая интервал между экспозициями можно определить скорости. Данная работа имеет цель адаптировать метод цифровой спекл-фотографии для анализа параметров водных течений. Поскольку фазовые неоднородности в гидросфере имеют размер, отличный от параметра шероховатости твердых поверхностей, при использовании метода возникает ряд особенностей, а благодаря наличию различных естественных примесей, рассеивающих излучение в водной среде, данный метод становится схож с методами определения скоростей, основанных на регистрации изображений частиц (PIV - Particle Image Velocimetry).

При подготовке к эксперименту было написано специализированное программное обеспечение, позволяющее оперативно обрабатывать большое количество экспериментальных данных. Схема эксперимента представлена на рис.1:

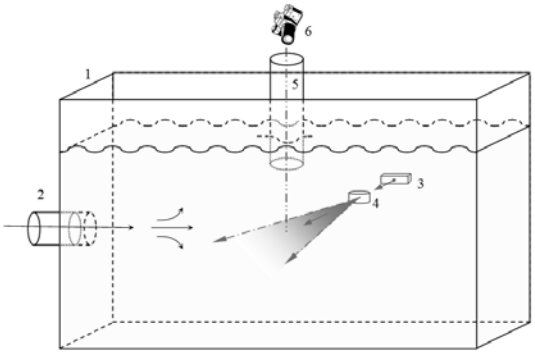



**Рис. 1.** Схема эксперимента. 1 – Кювета гидростенда, 2 – сопло, 3 – импульсный Nd-YAG лазер, 4 – цилиндрическая линза, 5 – иллюминатор для наблюдения, 6 – цифровая фото/видео-камера.

Размеры резервуара с водой (дл.*ш.*выс.): $3\times1\times1{,}5$ м. Скоростной диапазон струи: 0; 0,05; … 10 м/с. Кроме того, сопло струи гидростенда оборудовано 2 тэнами, что позволяло воспроизводить неоднородные по температуре течения. Во избежание влияния паразитной засветки гидростенд был тщательно укрыт плотным светонепроницаемым полиэтиленом. В эксперименте использовалась лазерная система, генерирующая импульсно-периодическое излучение второй гармоники Nd:YAG лазера максимальной средней мощностью 4 Вт и длиной волны 532 нм. Частота следования лазерных импульсов в различных реализациях эксперимента составляла 5, 6 и 10 Гц. Исследовался скоростной диапазон течений: 0; 0,05; 0,1; и 0,02 м/с. Наблюдение за струей производилось на расстояниях от сопла, равным 1 и 10 его диаметрам (~10,4 и 90,4 см). Лазерный луч выделял плоскость для наблюдения примерно посередине струи. В ряде случаев использовался подогрев струи тэнами и/или добавление микрочастиц. Регистрация изображений производилась с помощью цифровых фотокамер: Nikon D50, Lumix Panasonic FZ30 в режиме видеосъемки.

Для фотокамеры Nikon D50 величина выдержки выставлялась в соответствии с частотой следования импульсов: 1/5; 1/6 и 1/10 с., чувствительность ISO = 1600, число диафрагмы D = 10; число кадров в секунду = 4; Разрешение 6 Мпикс (2000x3000). Съемка производилась как в формат JPEG, так и в RAW, с последующим извлечением по RGGB-каналам (Информационными оказались только зеленые каналы), при этом дополнительной интерполяции не производилось, в результате чего, разрешение падало с 6 Мпикс до 1,5. В. При съемке в формат JPEG на один пиксель ПЗС-матирцы приходилось 0,16 мм, при этом можно считать, что на 1 пиксель в каждом из цветовых каналов ПЗС-матрицы приходится по 0,32 мм.

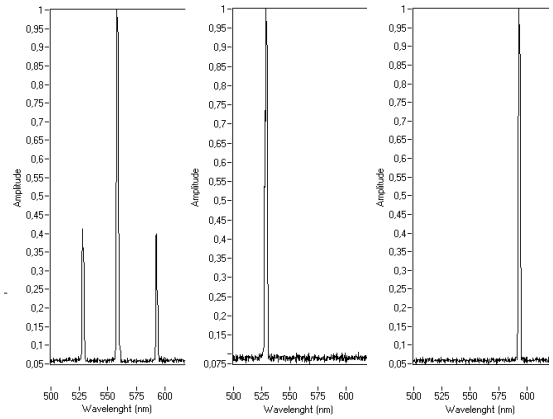
Съемка камерой Lumix Panasonic FZ30 производилась в режиме видео, с частотой 30 кадров в секунду. Разрешение – 0,3 Мпикс (640x480); Частота следования лазерных импульсов во время съемки составляла 20 и 15 Гц. Запись производилась в видео-формат MOV, с последующим извлечением каждого второго кадра в графический формат PNG. Таким образом, временной интервал между двумя обрабатываемыми изображениями составлял 1/15 с. После извлечения можно было наблюдать большие серии изображений, на трети из которых отсутствовало лазерное излучение при съемке с частотой следования лазерных импульсов в 20 Гц. При подсветке частотой в 15 Герц – темным был каждый второй кадр.

Обобщая экспериментальные результаты, можно отметить следующее:

1. Быстродействия съемки фотокамер не хватает, чтобы регистрировать скорости течения больше нескольких миллиметров в секунду, поскольку за время между экспозициями изображения наблюдаемой области успевают измениться, чтобы стать некоррелируемыми. Увеличение же размера обрабатываемых под-изображений приводило к тому, что вследствие наличия турбулентностей, направление течения на анализируемых фрагментах изображений становилось не однозначным, что не позволяло выявить характеризующий его корреляционный пик.
2. Полученные в ходе эксперимента спекл-структуры обладали очень низким контрастом, из-за чего определять скорости течений, используя алгоритм цифровой спекл-фотографии, не представлялось возможным. Однако, при наличии медленно дрейфующих примесей в воде, более интенсивно рассеивающих лазерное излучение, удалось измерить вектора их скоростей.
3. Использование видеорежима сильно сказывается на качестве изображений. Вектора скоростей удавалось определить когда в анализируемых под-изображениях оказывались небольшие частицы, которые перемещались за время экспозиции на расстояние, меньшее, чем половина размера под-изображения.
4. Большие поля скоростей при авто-обработке удавалось построить лишь для течений с крайне небольшими скоростями (менее 5 мм/с), формирующихся в моменты включения/выключения струи, при наличии примесей. Однако, и эти поля содержали определенную долю ошибок, для исключения которых необходимо использовать дополнительные алгоритмы сравнения и фильтрации.

В связи с этим, для повышения точности, в дальнейших экспериментах обсуждается возможность применить более совершенные системы регистрации, а так же использовать излучение на нескольких длинах волн. В частности, в лабораторных условиях были получены спекл-картины с использованием излучения второй гармоники Nd:YAG лазера, а так же первой и второй стоксовых компонент ВКР, которые можно быстро чередовать, используя вращающиеся в противофазе:

фильтр для ослабления приходящего на ВКР-кристалл излучения, и фильтр ОС 14 из каталога оптического стекла, пропускающего только вторую Стоксовую компоненту (рис. 2).




а) б) в)

**Рис. 2.** Нормированные спектры излучения: а) – исходный спектр; б) – вторая гармоника Nd:YAG лазера; в) – вторая Стоксовая компонента ВКР.

1. N. V. Petrov, V. G. Bespalov, A. P. Zhevlakov, and Yu. I. Soldatov, "Determining the velocity of an object in water, using digital speckle-photography," J. Opt. Technol. **74**, 779-782 (2007).

2. Per Synnergren, Linda Larsson, and T. Staffan Lundström, "Digital Speckle Photography: Visualization of Mesoflow through Clustered Fiber Networks," Appl. Opt. 41, 1368-1373 (2002).

# КОФЛУОРЕСЦЕНЦИЯ КРАСИТЕЛЕЙ В НАНОСТРУКТУРАХ ИЗ КОМПЛЕКСОВ ИОНОВ МЕТАЛЛОВ С ДИКЕТОНАМИ.

Гуляев А.В., Мамончиков Е.В.
Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики (СПбГУ ИТМО)
Санкт-Петербург, Россия.

В растворах, содержащих 0.1-3 мкМ дикетонатов $Eu^{3+}$, $Gd^{3+}$, $Al^{3+}$, $Sc^{3+}$, $In^{3+}$ и молекулы красителей, таких как родамин (B и 6G), малахитовый зелёный, нильский голубой, формируются наноструктуры, в которых происходит перенос энергии с комплексов дикетонатов металлов на молекулы красителей, о чём можно судить по сенсибилизации флуоресценции (кофлуоресценции) последних. Обнаружение данного явления позволит расширить набор люминесцентных меток, используемых, в анализе, и увеличить чувствительность люминесцентных методов анализа с использованием красителей.

Начиная с 90-ых годов прошлого столетия в химическом и иммунолюминесцентном анализе широко используется явление усиления интенсивности люминесценции ионов Ln(III), получившее название – колюминесценция. Нами впервые было установлено, что интенсивность колюминесценции в наноструктурах (НС) из органических комплексов Ln в водных растворах обусловлена не только миграцией триплетной энергии лигандов комплексов ионов металлов, формирующих НС, к комплексам люминесцирующих ионов ($Eu^{3+}$, $Tb^{3+}$ и др.), но также ростом выхода люминесценции этих ионов при их вхождении в НС.

Нами обнаружена и изучена сенсибилизация флуоресценции (кофлуоресценция) молекул красителей в водных растворах, возникающая при их внедрении в НС из комплексов дикетонатов металлов. Было установлено [1], что в водных растворах, содержащих бета-дикетоны (0.1-30 мкМ), ионы $Eu^{3+}$, $Gd^{3+}$, $Al^{3+}$, $Sc^{3+}$, $In^{3+}$ (0.1 – 30 мкМ) и молекулы катионных красителей (1-1000 нМ) формируются НС из хелатов ионов металлов с примесью молекул красителей. Облучение таких НС в полосе поглощения лигандов приводит к появлению кофлуоресценции красителей, если их первый синглетный возбужденный (флуоресцентный) уровень расположен ниже аналогичного уровня дикетона. Показано, что интенсивность кофлуоресценции зависит от размера и морфологии НС, выбора иона металла комплексов, формирующих НС, квантового выхода флуоресценции красителя в НС. Кофлуоресценция красителей исследована в НС из четырех дикетонатных и гидроксо-дикетонатных комплексов ионов металлов с примесью катионных красителей: нильского голубого, малахитового зелёного, родаминов 6G и B, криптоцианина и других.

В НС из комплексов Eu с примесью красителей, $S_1$ уровень которых (нильский голубой) расположен ниже $^5D_0$ уровня $Eu^{3+}$, осуществляется два процесса

сенсибилизации красителя: S-S перенос энергии от возбужденных лигандов комплексов, приводящий к кофлуоресценции, и перенос энергии от ионов $Eu^{3+}$, вызывающий появление замедленной кофлуоресценции красителя с длительностью порядка 1-50 мкс. Показано, что при концентрации красителя в растворе меньшей 100 нМ в суммарной сенсибилизованной люминесценции красителя преобладает замедленная кофлуоресценция, а при больших концентрациях интенсивность обычной и замедленной кофлуоресценции соизмеримы, и наблюдается концентрационное тушение флуоресценции красителя. S-S перенос на красители наблюдается даже в тех НС, в которых не детектируется флуоресценция комплексов. Обнаружение явления кофлуоресценции красителей позволит расширить набор спектрально различающихся люминесцирующих меток, используемых в анализе,

включая иммуноанализ с разрешением во времени, и увеличить чувствительность люминесцентных методов анализа с использованием красителя

1. С.С. Дударь, Е.Б. Свешникова, В.Л. Ермолаев, Е.В. Мамончиков, А.В. Гуляев, *Опт. и спектр.*, **107**, №1, 81-91, (2009).

# ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИКИ НАГРЕВА И ТВЕРДОФАЗНОЙ РЕКРИСТАЛЛИЗАЦИИ ИМПЛАНТИРОВАННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ МЕТОДОМ ОПТИЧЕСКОЙ ДИФРАКЦИИ ПРИ ОБЛУЧЕНИИ СВЕТОВЫМИ ИМПУЛЬСАМИ

Галяутдинов М.Ф., Фаррахов Б.Ф., Фаттахов Я.В., Захаров М.В.
Учреждение Российской Академии наук Казанский физико-технический институт им Е.К. Завойского Казанского научного центра РАН, Казань, Россия

В данной работе предложен и реализован бесконтактный метод исследования динамики нагрева и твердофазной рекристаллизации имплантированных полупроводников непосредственно во время проведения быстрого термического отжига. Данная методика, основанная на регистрации оптических дифракционных сигналов от специальных периодических структур, позволяет с высоким временным разрешением определять такие характеристики, как температуру и длительность процесса твердофазной рекристаллизации, время начала плавления ионно-легированного слоя полупроводника.

В наших экспериментах использовались пластины монокристаллического кремния p-типа проводимости с ориентацией поверхности (111). На поверхности образцов методом ионной имплантации и фотолитографии формировалась пара симметрично расположенных дифракционных решеток: амплитудная и фазовая решетки с периодами 50 мкм и 4 мкм, соответственно. Одновременное зондирование этих решеток проводилось пучком He-Ne лазера. Образцы кремния имплантировались ионами фосфора с энергией 40 кэВ и дозами в диапазоне $6.3\times10^{14}\div1.9\times10^{16}$ см$^{-2}$.

Быстрый термический отжиг (БТО) образцов производился на установке УОЛ.П-1 излучением трех ксеноновых ламп-вспышек. Длительности импульсов

варьировались в диапазоне 0.25÷5 с, а плотность мощности в пределах 50÷700 Вт·см$^{-2}$.

Дифракционная эффективность исходной амплитудной решетки, состоящей из аморфных и кристаллических зон, определялась соотношением коэффициентов отражения соответствующих областей $R_а$=0.45 и $R_к$=0.37, на длине волны излучения He-Ne лазера λ=0.6328 мкм. При БТО дифракционная эффективность уменьшалась вследствие рекристаллизации аморфных участков. Это позволяло нам проследить динамику рекристаллизации имплантированного слоя.

Для регистрации температуры отжига использовалась фазовая решетка. В процессе импульсного нагрева кремния наблюдалось изменение угла дифракции зондирующего лазерного луча. Эти изменения вызваны увеличением периода дифракционной решетки вследствие теплового расширения кристалла. С целью увеличения чувствительности метода измеряемый сигнал регистрировался в паре симметричных дифракционных максимумов пятого порядка.

На рисунке 1 представлены некоторые экспериментальные результаты для кремния, имплантированного ионами $P^+$ дозой $6.2\times10^{15}$ см$^{-2}$.

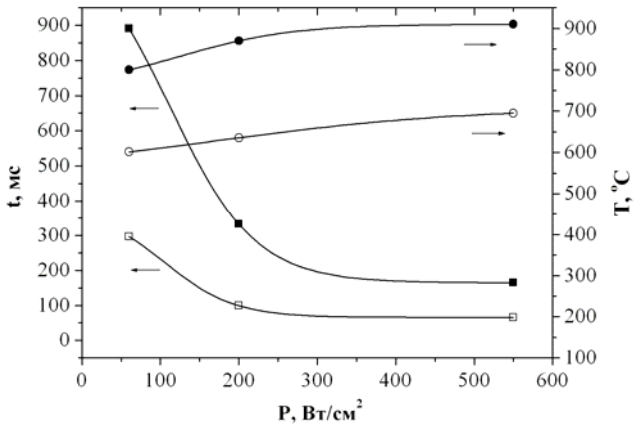



**Рис. 1.** Зависимости температуры и времени зарождения (○, □) и завершения (●, ■) процесса твердофазной рекристаллизации от плотности мощности светового импульса

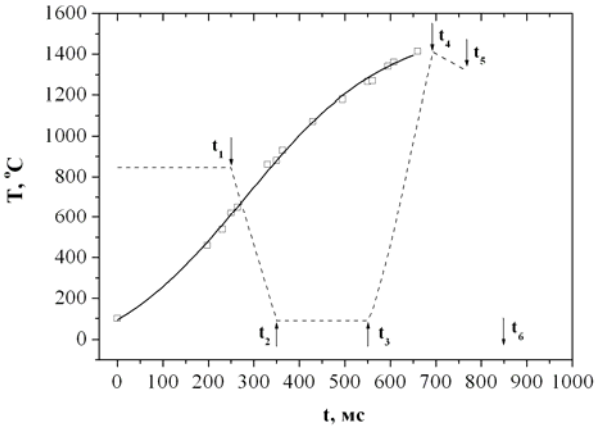



**Рис. 2.** Изменение температуры образца (□) в процессе нагрева при БТО, ---– изменение дифракционной эффективности амплитудной решетки в процессе нагрева

На рисунке 2 представлен график зависимости температуры образца в течение времени воздействия светового импульса плотностью мощности 200 Вт·см$^{-2}$ и длительностью 850 мс. Зависимость получена путем регистрации углового смещения дифракционных максимумов пятого порядка для фазовой решетки. Пунктирной линией схематично изображено характерное поведение сигнала дифракции от амплитудной решетки, по которому определялись времена рекристаллизации и начала локального плавления поверхности имплантированного кремния. Во временном интервале от $t_1$ до $t_2$ интенсивность дифракционной картины падает до полного исчезновения. Это свидетельствует о завершении процесса твердофазной рекристаллизации аморфных участков решетки. Повторное появление дифракционного сигнала в момент времени $t_3$ вызвано началом плавления рекристаллизованных имплантированных областей поверхности образца, температура плавления которых (T≈1300 $^{o}$C) ниже плавления исходных монокристаллических участков (T=1412 $^{o}$C). При этом на поверхности образуется периодическая структура из локальных областей плавления. С дальнейшим ростом температуры образца за время $\Delta t=t_5-t_4$ локальные области плавления быстро сливаются и дифракционный сигнал исчезает. Время $t_6$ соответствует длительности светового импульса.

Проведенные исследования показали возможность измерения температуры структурно фазовых переходов в полупроводниках методом оптической дифракции в процессе импульсного светового облучения. Полученные результаты свидетельствуют, что разработанная методика позволяет регистрировать температуру образца непосредственно во время его импульсного нагрева, длительность теплового импульса и динамику рекристаллизации в случае решетки, изготовленной методом ионной имплантации на поверхности полупроводника.

## ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРНОГО ОТЖИГА НА СПЕКТРАЛЬНЫЕ ЗАВИСИМОСТИ ОПТИЧЕСКОГО ПОГЛОЩЕНИЯ В КРИСТАЛЛЕ СИЛИКАТА ВИСМУТА

Акрестина А.С., Гриднева Е.С., Сивун Д.О, Кистенева М.Г., Шандаров С.М., Каргин Ю.Ф.*

Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники, Томск, Россия

*Институт металлургии и материаловедения им. А.А. Байкова РАН, Москва, Россия

Представлены результаты экспериментальных исследований влияния температурного отжига на спектральные зависимости оптического поглощения в нелегированных кристаллах силиката висмута. Аппроксимация спектральных зависимостей с учетом процессов фотовозбуждения электронов в зону проводимости с глубоких доноров и внутрицентровых переходов показала, что наблюдаемое просветление кристалла после термического отжига связано с уменьшением вклада в примесное поглощение внутрицентровых переходов.

Засветка кристаллов силиката висмута $Bi_{12}SiO_{20}$ (BSO) излучением из ближнего ИК-диапазона при комнатных температурах приводит к обратимому уменьшению оптического поглощения в четырех широких полосах с максимумами при 570, 700, 760 и 830 нм [1]. Пики на спектральной зависимости поглощения с близкими положениями максимумов наблюдались в активированных висмутом стеклах, используемых в волоконно-оптических лазерах ближнего ИК-диапазона [2].

В настоящей работе представлены результаты экспериментов, демонстрирующих, что отжиг нелегированных кристаллов BSO в воздушной атмосфере при температурах ~300°C приводит к изменениям их оптического поглощения со спектральной зависимостью, подобной наблюдаемой в работе [1] при ИК-облучении. Проведенная аппроксимация спектральных зависимостей с учетом фотовозбуждения электронов в зону проводимости с глубоких доноров и внутрицентровых переходов показала, что уменьшение оптического поглощения BSO после термического отжига связано с уменьшением вклада в примесное поглощение внутрицентровых переходов.

В экспериментах исследовались нелегированные образцы BSO, выращенные методом Чохральского и имеющие оптически полированные грани (100) и (110). В ходе эксперимента образцы подвергались нагреву до фиксированной температуры $T_m$ (от 230 до 375°C), выдерживались при этой температуре от 10 до 60 минут и затем остывали в течение 90 минут. Спектральные зависимости оптического пропускания регистрировались в диапазоне 450-900 нм для исходного состояния кристалла и после температурного отжига с помощью спектрофотометра Genesys 2. Характерные спектральные зависимости коэффициента поглощения $k(\lambda)$ представлены на рис. 1,а для кристалла среза (100), имеющего толщину 2,9 мм. Здесь кривая 1 соответствует поглощению кристалла для исходного состояния, а кривые 2 и 3 показывают спектральные зависимости $k(\lambda)$ после температурного отжига в течение 30 минут при температурах 300°C и 330°C, соответственно.

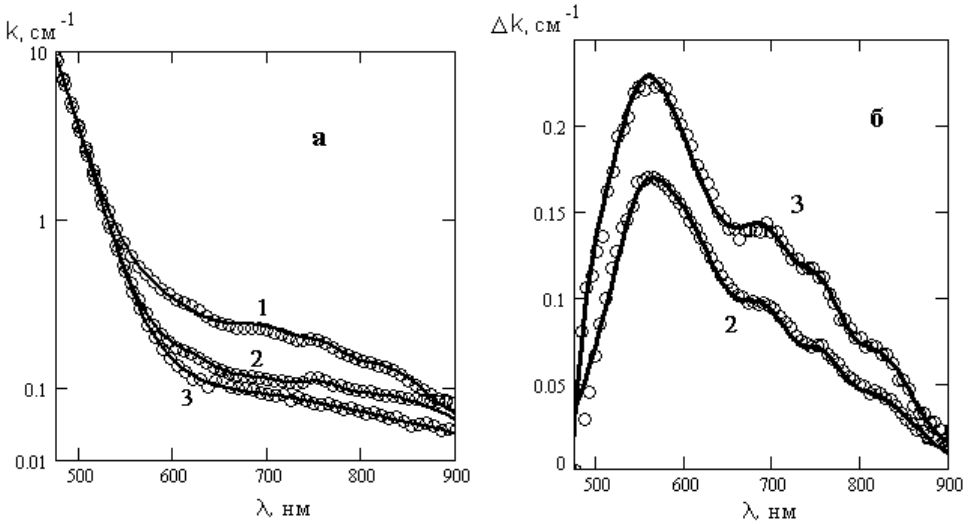



**Рис.1.** Экспериментальные и расчетные спектральные зависимости коэффициента поглощения (а) и наведенных изменений в поглощении в кристалле $Bi_{12}SiO_{20}$: 1 – до отжига, 2, 3 - после температурного отжига при температуре 300 и 330°C соответственно. Кружки – эксперимент, сплошные линии – расчетные зависимости

Эксперименты показали, что отжиг при температурах от 230°C до 375°C приводит к уменьшению оптического поглощения в диапазоне длин волн от 450 до 860 нм во всех исследованных кристаллах BSO. Спектральные зависимости

изменений в поглощении $\Delta k(\lambda)$, полученные вычитанием коэффициентов поглощения для кристалла среза (100), имеющего толщину 2,9 мм, до и после температурного воздействия, представлены на рис. 1,б. Как и для остальных исследованных образцов BSO, они демонстрируют резонансный характер изменений, вызванных температурным отжигом.

С увеличением температуры отжига $T_m$ наблюдалось увеличение наведенных изменений оптического поглощения $\Delta k$. Для представленных на рис. 1,б спектральных зависимостей изменений $\Delta k(\lambda)$, полученных после отжига при 300 и 330°C, можно выделить четыре широкие перекрывающиеся полосы с максимумами при $\lambda_m$ = 560, 690, 750 и 820 нм (кривые 1 и 2). Максимальные изменения оптического поглощения $\Delta k_m$ в данном образце BSO наблюдались после отжига при температуре $T_m$ = 330°C на длинах волн 560 и 690 нм; они составили ~0,23 и ~0,14 см$^{-1}$ при значениях коэффициента поглощения до отжига, равных 0,56 и 0,23 см$^{-1}$, соответственно.

Аппроксимация наблюдаемых в кристалле BSO спектральных зависимостей $k(\lambda)$ проводилась в рамках модели, предполагающей вклад в примесное поглощение как переходов электронов в зону проводимости с глубоких донорных центров с нормальным законом распределения концентраций по энергии ионизации [3], так и внутрицентровых переходов [1].

Представленные на рис. 1 расчетные зависимости (сплошные кривые) учитывают пять таких переходов с донорных центров со средними энергиями ионизации 1,22; 1,60; 1,91; 2,16 и 2,70 эВ, а также пять внутрицентровых переходов со спектральными характеристиками в виде функций Гаусса с максимумами при энергиях кванта, равных 1,50; 1,64; 1,77; 2,18 и 2,41 эВ. Расчеты показывают, что с увеличением температуры отжига до 300°C вклад внутрицентровых переходов в поглощение уменьшается, а отжиг при $T_m$ = 330°C переводит большинство структурных дефектов в кристалле BSO среза (100), имеющего толщину 2,9 мм, в состояние, из которого внутрицентровые переходы, инициируемые квантами с энергией, близкой к 1,50; 1,64; 1,77 и 2,18 эВ, становятся невозможными. С ростом температуры отжига также уменьшается заполнение электронами глубоких донорных центров с энергией 1,6 и 1,91 эВ. Это приводит к просветлению данного кристалла во всем исследованном диапазоне длин волн. Характерно, что его температурный отжиг не приводил к исчезновению вклада в поглощение для внутрицентрового перехода, вызываемого квантами с энергией, близкой к 2,41 эВ.

Положение спектральных максимумов на зависимостях $\Delta k(\lambda)$ для других исследованных образцов BSO, подвергнутых температурному отжигу, хорошо соответствовало приведенным выше значениям $\lambda_m$ для кристалла среза (100).

Таким образом, температурный отжиг кристаллов силиката висмута приводит, как и засветка излучением из ближнего ИК-диапазона [1], к уменьшению вклада в примесное поглощение переходов, имеющих резонансный характер. Такие переходы могут быть обусловлены структурными дефектами кристалла, связанными с ионами висмута.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 08-02-99023-р_офи) и программы «Развитие научного потенциала высшей школы (2009-2010 годы)».

1. С.М. Шандаров, М.Г. Кистенева, А.С. Акрестина, А.Л. Толстик, *Квантовая электроника: VII Междунар. научн.-техн. конф.: материалы*, 40, (2008).

2. Л.И. Булатов, В.В. Двойрин, В.М. Машинский, Е.М. Дианов, А.П. Сухоруков, А.А. Умников, А.Н. Гурьянов, *Известия РАН. Серия физическая*, 72, №1, 110-114, (2008).
3. А.Л. Толстик, А.Ю. Матусевич, М.Г. Кистенева, С.М. Шандаров, С.И. Иткин, А.Е. Мандель, Ю.Ф. Каргин, Ю.Н. Кульчин, Р.В. Ромашко, *Квантовая электроника*, 37, №11, 1027-1032, (2007).

# СЕКЦИЯ 3. ОПТИЧЕСКОЕ ПРИБОРОСТРОЕНИЕ

## О ПОНЯТИИ ИНФОРМАЦИОННОГО ПРОСТРАНСТВА В ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННЫХ СТРУКТУРАХ С ОПТИЧЕСКОЙ РАВНОСИГНАЛЬНОЙ ЗОНОЙ

Богатинский Е.М.
Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

Проводится обсуждение понятия информационного пространства в оптико-электронных структурах с оптической равносигнальной зоной.

Задача пространственного позиционирования объектов относительно протяженной базы в виде плоскости актуальна в как в строительстве при контроле планировки строительных площадок, при управлении исполнительными органами дорожных машин при производстве земляных работ так и в машиностроении при контроля положения рабочих элементов станков. Использование оптической равносигнальной зоны (ОРСЗ), имеющей ряд неоспоримых преимуществ[1], затруднено из-за недостаточной изученности информационного пространства, определяющего характер функционирования оптико-электронной системы (ОЭС) с ОРСЗ.

В процессе непрерывного функционирования ОЭС неизбежно возникают эффекты, негативно воздействующие на процесс корректного преобразования информационного пространства. В большинстве случаев эти эффекты вызваны неоднородной средой распространения оптического луча.

Под информационным пространством в оптико-электронных структурах предложено понимать область, в которой на основании анализа информативных параметров ОРСЗ возможно получение данных о пространственном положении исследуемых объектов. Использование основных методов идентификации и обработки теории информации позволит объективно сравнить как структуры, так и схемы разрабатываемых ОЭС, а также в процессе их работы адаптировать параметры этих структур к условиям и требованиям окружающей среды и пространственного позиционирования.

Информационное пространство для ОЭС с ОРСЗ определяется как область пересечения электромагнитных полей оптического диапазона, в которой основные информативные параметры равны, а дополнительные информативные параметры различаются[1].

Основные информативные параметры используются для количественной оценки измерительной информации, а дополнительные для качественной[1]. Основной информативный параметр и является источником "равных сигналов". Дополнительный информативный параметр придает полям различную "окраску", позволяя определять смещение контролируемого объекта.

В качестве информативных могут использоваться параметры электромагнитных колебаний оптической частоты (амплитуда, фаза, длина волны, степень и положение плоскости поляризации), параметры модуляции излучения (амплитуда, фаза, частота), параметры модуляции положения плоскости поляризации излучения, параметры модуляции пространственного положения оптического луча.

В настоящее время чаще всего в качестве основного информативного параметра применяется амплитуда электромагнитных колебаний в виде производных от нее параметров: энергии излучения, потока излучения, энергетической яркости, облученности и т.д. При установленном основном параметре дополнительные будут более разнообразны, что позволит на этапе проектирования выбрать более подходящую структуру. В качестве дополнительных параметров могут применяться фаза или частота гармонической модуляции, число импульсов, фаза модуляции положения плоскости поляризации, фаза модуляции пространственного положения оптического луча, длина волны излучения. Длина волны как дополнительный информативный параметр используется в визуальных системах, а в ОЭС в этом качестве не применяется.

Обобщенную схему формирования информационного пространства и особенностей обработки информации заложенной в нем можно представить в виде (рис.1) внешней среды разделенной на физическую и техническую. В пределах последней располагается задающая часть, формирующая пространственно временное информационное поле, и приемная часть, анализирующая информацию и вырабатывающая необходимые решения.

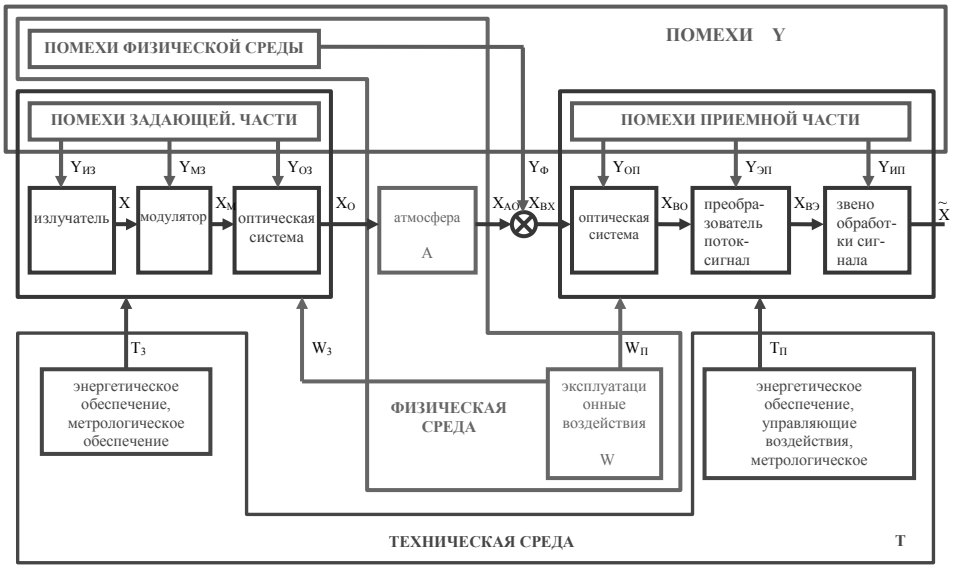



Рис.1. Обобщенная схема формирования информационного пространства и воздействие помех при обработке информации

В процессе формирования информационного пространства на его информативные параметры оказывают воздействия помехи как технической, так и физической среды.

В информационном пространстве информативными называются параметры, изменяющиеся во времени под действием передаваемого сообщения, так как в них заложена необходимая информация. Параметры, которые остаются неизменными, являются постоянными признаками сигнала и могут быть использованы для отличия сигнала от помех. Во многих случаях информация заложена в модулированном сигнале какого-либо параметра поля и может быть представлена как произведение двух функций:

$$s(t) = f(t) \cdot M(t), \quad (1)$$

где $f(t)$ – функция, представляющая несущее колебание (переносчик); $M(t)$ – модуляционная функция, выражающая воздействие передаваемого сообщения на несущую.

В рассматриваемое схеме отличие в модуляционных явлениях заключается в том, что сообщение заключено в модуляционной функции, которая выделяется из сигнала, воспринимаемого приемной частью, а передатчиком является формирующая часть, который создает наперед заданное распределение основного информативного параметра в пространстве, образуя тем самым информационное пространство[2].

Как было указано выше, в практике применения оптико-электронных систем, можно отметить, что наибольшее распространение нашла амплитудная модуляция излучения. Это объясняется тем, что системы с амплитудной модуляцией имеют более простую структуру и в них, варьируя параметры схемы, легче приблизиться к условиям оптимальной обработке сигнала. При этом положение информационного пространства определяется положением ОРСЗ, которое в свою очередь обусловлено амплитудной модуляцией пространственного распределения яркости, которое зависит от параметров среды (коэффициента пропускания, турбулентности и т.п.), оптической системы (от положения апертурных и полевых диафрагм, аберраций и т.п.), источника излучения (энергетической яркости, равномерности коэффициента излучения и т.п.).

В последнее время все больше внедряются цифровые технологии, поэтому в качестве дополнительного информативного признака может применяться цифровая модуляция сигналов.

В ОЭС с ОРСЗ при анализе информации, в конечном счете, осуществляется преобразование непрерывной величины в цифровой код. Как известно это преобразование осуществляется лишь только приближенно, т.е. с определенной погрешностью. Эта погрешность обусловлена, во-первых, самим принципом преобразования, характеризующимся квантованием по уровню и времени, и, во-вторых, точностью работы и чувствительностью элементов данного типа преобразователя. Поэтому оценку погрешности преобразования удобно выполнять с позиций информационной теории измерительных устройств.

Для измерительных ОЭС полная автоматизация процесса измерений достигается путем селекции сигнала.


1. Джабиев А.Н., Мусяков В.Л., Панков Э.Д., Тимофеев А.Н. *Оптико-электронные приборы и системы с оптической равносигнальной зоной.* Монография / Под общей редакцией Э.Д. Панкова – СПб., ИТМО, (1998).
2. Мусяков В.Л., Панков Э.Д, Тимофеев А.Н., Богатинский Е.М., Яковлев П.В. // *Изв. вузов. Приборостроение.* Т.51, №9. С. 27 – 31, (2008).

# РАСЧЕТ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ В ОПТИЧЕСКОЙ РАВНОСИГНАЛЬНОЙ ЗОНЕ ПРИ МУЛЬТИПЛЕКСИРОВАНИИ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПО ДЛИНЕ ВОЛНЫ

Богатинский Е.М., Мараев А.А.
Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

Описано понятие пространственно-спектральной чувствительность для случая полихроматической оптической равносигнальной зоны при мультиплексировании по длине волны.

Задача пространственного позиционирования объектов относительно протяженной базы актуальна в самых различных областях науки и техники: при инженерно-геодезических измерениях, в машиностроении, в строительстве, при контроле планировки строительных площадок, при управлении исполнительными органами дорожных машин при производстве земляных и мелиоративных работ[1]. В качестве измерительной базы использование оптической равносигнальной зоны (ОРСЗ)[2], имеющей ряд неоспоримых преимуществ, затруднено из-за эффектов вызванных неоднородной средой распространения оптического луча.

Работы российских и зарубежных исследователей, а также исследования, ранее проведенные в СПбГУ ИТМО[3], показали перспективность многоспектральных (многоволновых, дисперсионных) или, как их принято называть, полихроматических методов компенсации влияния атмосферы.

Целью настоящей работы являлось создание методики расчета энергетической чувствительности в оптической равносигнальной зоне при мультиплексировании оптического излучения по длине волны.

ОРСЗ определяется как область пересечения электромагнитных полей оптического диапазона, в которой основные информативные параметры равны, а вторичные информативные параметры различаются[1].

Использование полупроводниковых излучающих диодов и лазеров с достаточно узким спектром излучения позволяет создавать полихроматическую ОРСЗ, состоящую из двух или более монохромных ОРСЗ, регистрируемых по отдельности.

Методика расчета зависимости энергетической чувствительности от дальности работы оптико-электронной системы (ОЭС) с ОРСЗ для случая квазимонохроматических источников излучения предложена в работе[4].

Реально излучение источника, передаваемое по каналу, имеет различный спектральный состав и ширину спектра, поэтому необходимо учесть еще один информативный параметр – длину волны излучения $\lambda$.

Особенностью образования рассматриваемой полихроматической ОРСЗ является мультиплексирование по длине волны оптического излучения. Под этим понимается то, что для каждой из выбранных длин волн в ОРСЗ имеет место равенство основного информативного параметра, т.е. в общем случае в пучке лучей оптического диапазона присутствует несколько монохромных ОРСЗ. В силу того, что они находятся в одной технической и физической среде, на них оказывают одни

те же воздействия влияющие факторы, причем, конечно, их степень влияния на каждую из монохромных составляющих различно.

Предполагается, что апертурная диафрагма объектива, создающего ОРСЗ, является выходным зрачком, поэтому диаметр зрачка при таком условии от длины волны зависеть не будет.

При смещении центра входного зрачка приемного объектива из точки $M(x, y, L)$ в точку $M'(x+\Delta x, y+\Delta y, L)$ принимаемая объективом энергия при мультиплексировании излучения по длине волны определится как:

$$E_{M'}(\lambda, x+\Delta x, y+\Delta y, L) = E_M(\lambda, x, y, L) + \\ + \frac{\partial^2 E_M(\lambda, x, y, L)}{\partial x\, \partial \lambda} \Delta x \cdot \Delta\lambda + \frac{\partial^2 E_M(\lambda, x, y, L)}{\partial y\, \partial \lambda} \Delta y \cdot \Delta\lambda \,. \quad (1)$$

Под энергией мы понимаем облученность в точке. Методика расчета пространственной облученности представлена в работе[4].

Важной характеристикой измерительных ОЭС является энергетическая чувствительность $W$, под которой понимается изменение облученности в зависимости от смещения по координатным осям. Для ОЭС плоскостного позиционирования больший интерес представляет чувствительность к вертикальным смещениям $\Delta y$ приемного объектива:

$$W(\lambda, x, y, L) = \tau(\lambda) \cdot \frac{\partial E(\lambda, x, y+\Delta y, L)}{\partial y}, \quad (2)$$

где $\tau(\lambda)$ – пропускание излучения источника оптической системой и средой.

Для получения полихроматической ОРСЗ в форме плоскости, необходимо создать электромагнитное поле с как можно высоким градиентом изменения энергетических и спектральных характеристик.

Энергетическая чувствительность тем выше, чем выше градиент облученности по определенному параметру[4].

Работа выполнялась в рамках НИР №190095 программы "Развитие научного потенциала высшей школы".

1. Джабиев А.Н., Мусяков В.Л., Панков Э.Д., Тимофеев А.Н. *Оптико-электронные приборы и системы с оптической равносигнальной зоной.* Монография / Под общей редакцией Э.Д. Панкова – СПб., ИТМО, (1998).
2. Мусяков В.Л., Панков Э.Д, Тимофеев А.Н., Богатинский Е.М., Яковлев П.В. // Изв. вузов. *Приборостроение.* Т.51, №9. С. 27-31, (2008).
3. Витол Э.А., Мусяков В.Л., Коняхин И.А., Тимофеев А.Н. // *VI Международная конференция “Прикладная оптика” 18-21 октября 2004 г, С.Пб, Россия. Сборник трудов.* Том.1 "Оптическое приборостроение". - СПб, 2004, с. 37-40.
4. Богатинский Е.М. // Научно-технический вестник СПбГУИТМО. Выпуск 43. С. 217-221. (2007).

# ОЦЕНКА ВЛИЯНИЯ ВЕРТИКАЛЬНОГО ГРАДИЕНТА ТЕМПЕРАТУРЫ НА ПОГРЕШНОСТЬ ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННЫХ СИСТЕМ С ПОЛИХРОМА-ТИЧЕСКОЙ ОПТИЧЕСКОЙ РАНОСИГНАЛЬНОЙ ЗОНОЙ

Доронин А.В., Коняхин И.А.
Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия,

В работе производится оценка влияния вертикального градиента температуры на погрешность оптико-электронных систем с полихроматической оптической равносигнальной зоной

При активном развитии техники все большую часть технологических операции занимает проблема пространственного позиционирования относительно протяженной базы, особенно при инженерно-геодезических измерениях в машиностроении[1-4], контроле строительной планировки поверхности[5], а также при управлении исполнительными органами машин при производстве земляных работ[6]. Использование в качестве протяженной измерительной базы коллимированного лазерного луча достаточно широко исследовано, в то время как применение оптической равносигнальной зоны (ОРСЗ), позволяющее обеспечить в приборах высокую точность при большом диапазоне контроля и наличии вибраций и ускорений, недостаточно изучено.

В качестве основного источника систематических ошибок при точном оптическом определении углов и расстояний признаны сегодня эффекты рефракции, которые обычно вызываются неоднородной средой распространения для оптического луча.

Влияние рефракции атмосферы на распространение пучка излучения можно представить как прохождение пучка лучей через оптический клин с углом $\sigma_p$ (см. рисунок 1) и показателем преломления $n$, отличным от показателя преломления окружающей среды.

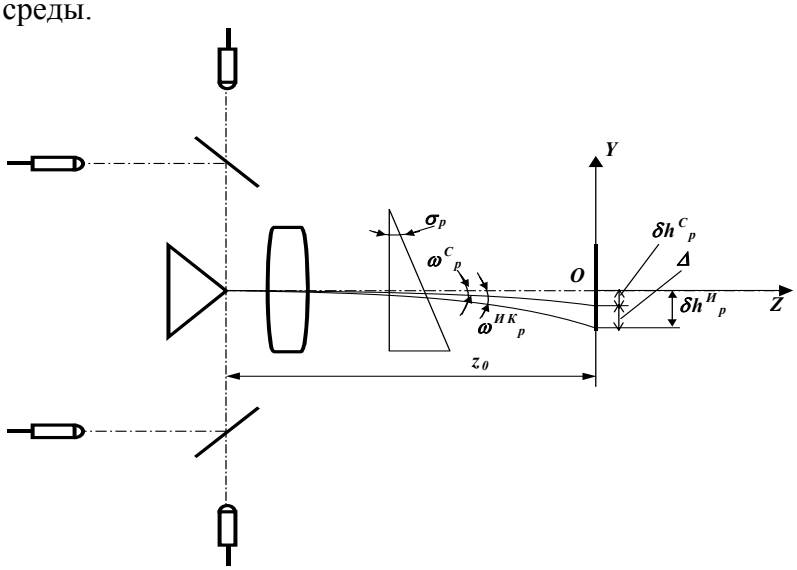



**Рис. 1.** Схема измерения смещения излучения ПИД вследствие влияния рефракции

Указанное отличие показателя преломления клина обусловлено многими факторами: изменением температуры, давления, влажности воздуха, - которые оказывают существенное влияние на распространение оптического излучения в атмосфере. Отклонение пучка лучей, прошедших через клин, можно вычислить по формуле:

$$tg\omega_p = (n - 1)tg\sigma_p. \quad (1)$$

Тогда смещение пучка лучей в плоскости фотоприемника можно вычислить как:

$$\delta h^{И}_p = z_0\, tg\omega_p = z_0(n_И - 1)\, tg\sigma_p;\ \delta h^{C}_p = z_0\, tg\omega_p = z_0(n_C - 1)\, tg\sigma_p, \quad (2)$$

где $\delta h^{И}_p$ – величина смещения пучка лучей для ИК ПИД ; $\delta h^{C}_p$ - величина смещения пучка лучей для синего ПИД; $z_0$ – дистанция контроля смещения; $n_И$ – величина показателя преломления оптического клина для излучения ИК ПИД; $n_C$ – величина показателя преломления оптического клина для излучения синего ПИД.

Разность значений смещений пучка лучей в плоскости ФП для двух длин волн (дисперсионная разность) даст нам значение смещения пучка лучей, обусловленного рефракцией атмосферы в рассматриваемом спектральном диапазоне :

$$\Delta = \delta h^{И}_p - \delta h^{C}_p = z_0(n_{ИК} - 1)\, tg\sigma_p - z_0(n_C - 1)\, tg\sigma_p = z_0(n_И - n_C)\, tg\sigma_p, \quad (3)$$

где $\Delta$ - искомая дисперсионная разность.

Поскольку регистрируемой величиной является поток излучения, падающий на ФП, рассмотрим распределение потока излучения в плоскости ФП. При этом полагаем, что излучение двух ИК и синих ПИД промодулировано со сдвигом по фазе на $180^0$. Причем потоку излучения ИК ПИД, промодулированного со сдвигом по фазе на $0^0$ соответствует поток излучения синего ПИД, промодулированного со сдвигом по фазе на $180^0$, а потоку излучения ИК ПИД, промодулированного со сдвигом по фазе на $180^0$ соответствует поток излучения синего ПИД, промодулированного со сдвигом по фазе на $0^0$.

Потоки излучения для двух ИК ПИД, попадающие на фоточувствительную площадку ФП размером ***b x b*** мм при отсутствии смещения ФП с ОРСЗ, составят:

$$\Phi_{1И} = (b^2/2)Q[L_{01И} + L'_{1И}\sin(\omega t + 0)] = \Phi_{01И} + \Phi'_{1И}\sin(\omega t + 0),$$
$$\Phi_{2И} = (b^2/2)Q[L_{02И} + L'_{2И}\sin(\omega t + \pi)] = \Phi_{02И} + \Phi'_{2И}\sin(\omega t + \pi), \quad (4)$$

где

$$Q = \tau_o \cdot \tau_{cp} \cdot \pi\left(\frac{4a^2 + d_u^2}{4a^2 + D^2}\right)\cdot\left(\frac{D^2}{4l^2 + D^2}\right). \quad (5)$$

Аналогично можно написать выражения для потоков излучения двух синих ПИД:

$$\Phi_{1C} = (b^2/2)Q[L_{01C} + L'_{1C}\sin(\omega t + 0)] = \Phi_{01C} + \Phi'_{1C}\sin(\omega t + \pi),$$
$$\Phi_{2C} = (b^2/2)Q[L_{02C} + L'_{2C}\sin(\omega t + \pi)] = \Phi_{02C} + \Phi'_{2C}\sin(\omega t + 0). \quad (6)$$

При наличии смещения $\Delta$ на фоточувствительной площадке ФП потоки излучения для двух ИК ПИД составят:

$$\Phi'_{1И} = [(b^2/2) + b\cdot\Delta]Q[L_{01И} + L'_{1И}\sin(\omega t + 0)],$$
$$\Phi'_{2И} = [(b^2/2) - b\cdot\Delta]Q[L_{02И} + L'_{2И}\sin(\omega t + \pi)]. \quad (7)$$

Складывая эти два потока излучения, получим:

$$\Phi'_{1И} + \Phi'_{2И} = (b^2/2)Q(L_{01И} + L_{02И}) + b\cdot\Delta\cdot Q(L_{01И} - L_{02И}) + (b^2/2)Q[L'_{1И}\sin(\omega t + 0) +$$
$$+ L'_{2И}\sin(\omega t + \pi)] + b\cdot\Delta\cdot Q[L'_{1И}\sin(\omega t + 0) - L'_{2И}\sin(\omega t + \pi)]. \quad (8)$$

Аналогично можно написать выражения для потоков излучения двух синих ПИД:

$$\Phi'_{1C} = [(b^2/2) + b\cdot\Delta]Q[L_{01C} + L'_{1C}\sin(\omega t + \pi)],$$

$$\Phi'_{2C} = [(b^2/2) - b\cdot\Delta]Q[L_{02C} + L'_{2C}\sin(\omega t + 0)]. \quad (9)$$

Складывая эти два потока излучения, получим:

$$\Phi'_{1C} + \Phi'_{2C} = (b^2/2)Q(L_{01C} + L_{02C}) + b\cdot\Delta\cdot Q(L_{01C} - L_{02C}) + (b^2/2)Q[L'_{1C}\sin(\omega t + \pi) + L'_{2C}\sin(\omega t + 0)] + b\cdot\Delta\cdot Q[L'_{1C}\sin(\omega t + \pi) - L'_{2C}\sin(\omega t + 0)]. \quad (10)$$

Считаем, что $L_{01И} = L_{02И}$, $L'_{1И} = L'_{2И}$, $L_{01C} = L_{02C}$, $L'_{1C} = L'_{2C}$, что необходимо для устранения влияния разбалансировки каналов. Также примем, что $L_{01И} = L_{01C} = L_{01}$ и $L'_{1И} = L'_{1C} = L'_1$.

Запишем выражения распределения облучённости в плоскости ФП, учитывая при этом, что ОРСЗ, образованная двумя соприкасающимися полями излучения ИК ПИД, сместится на величину $\delta h^{И}_p$, а ОРСЗ, образованная двумя соприкасающимися полями излучения синих ПИД, сместится на величину $\delta h^{C}_p$. Тогда:

$$\Phi'_И = \Phi'_{1И} + \Phi'_{2И} = b^2QL_{01И} + 2b\cdot\delta h^{И}_p\cdot QL'_{1И}\sin(\omega t),$$

$$\Phi'_C = \Phi'_{1C} + \Phi'_{2C} = b^2QL_{01C} - 2b\cdot\delta h^{C}_p\cdot QL'_{1C}\sin(\omega t),$$

$$\Phi'_И + \Phi'_C = 2\,b^2QL_{01} + 2b\,z_0(n_{ИК} - n_C)\,tg\sigma_p\cdot QL'_1\sin(\omega t). \quad (11)$$

Поскольку при амплитудно-фазовом детектировании выделяется только переменная составляющая сигнала, то сигнал, снимаемый с ФП, будет пропорционален величине смещения, обусловленного рефракцией атмосферы.

Известно, что величина потока излучения, регистрируемого ОЭС с ОРСЗ, определяется по следующей формуле:

$$\Delta\Phi = 2\,\tau\,\pi\,S_{збн}\,S_{пр}\,L\,h\,/\,(z^2 l_л), \quad (12)$$

где $\tau$ - коэффициент пропускания среды, $S_{збн}$ – площадь ЗБП, $S_{пр}$ - площадь входного зрачка приемника излучения.

Для коротких дистанций на горизонтальных трассах градиент температуры можно считать постоянным. Тогда смещение по координате ***y***:

$$\delta h_p = -\,[(n - 1)/(n\,T)]\,grad_yT\,z_0^2/2, \quad (13)$$

где $T$ - температура окружающей среды, *К*; $z_0$ - расстояние от выходного зрачка объектива ЗБП до рассматриваемой точки, ***м***; $grad_yT$ – вертикальный градиент температуры, *К/м*.

Тогда дисперсионная разность составит:

$$\Delta = \delta h^{И}_p - \delta h^{C}_p = \frac{(n_И - 1)z_0^2}{2n_И\cdot T}\cdot grad_yT + \frac{(n_C - 1)z_0^2}{2n_C\cdot T}\cdot grad_yT = 0{,}5\cdot grad_yT\cdot z_0^2\,\frac{(2n_И\cdot n_C - n_C - n_И)}{n_И\cdot n_C\cdot T} \quad (14)$$

Величина поправки к смещению от градиента температуры воздушного тракта будет определяться при работе ОЭС с ОРСЗ в режиме измерения разности электрических сигналов:

$$\Delta U = |U_И| - |U_C| = \frac{2\tau_И\pi S_V(\lambda_И)S_{ЗБН}\cdot S_{пр}\cdot L'_1 h}{z_0^2\cdot l_{л_И}} - \frac{2\tau_C\pi S_V(\lambda_C)S_{ЗБН}\cdot S_{пр}\cdot L'_1 h}{z_0^2\cdot l_{л_C}} - \frac{2\tau_И\pi S_V(\lambda_И)S_{ЗБН}\cdot S_{пр}\cdot L'_1\delta h^{И}_p}{z_0^2\cdot l_{л_И}} +$$

$$+\frac{2\tau_C\pi S_V(\lambda_C)S_{ЗБН}\cdot S_{пр}\cdot L'\delta h^{C}_p}{z_0^2\cdot l_{л_C}} = \frac{2\pi S_{ЗБН}\cdot S_{пр}\cdot L'_1}{z_0^2}\cdot\left[h\left(\frac{\tau_И S_V(\lambda_И)}{l_{л_И}} - \frac{\tau_C S_V(\lambda_C)}{l_{л_C}}\right) - \left(\frac{\tau_И S_V(\lambda_И)\cdot\delta h^{И}_p}{l_{л_И}} - \frac{\tau_C S_V(\lambda_C)\cdot\delta h^{C}_p}{l_{л_C}}\right)\right]$$

$$= \frac{2\pi S_{ЗБН}\cdot S_{пр}\cdot L'_1}{z_0^2}\cdot h\left(\frac{\tau_И S_V(\lambda_И)}{l_{л_И}} - \frac{\tau_C S_V(\lambda_C)}{l_{л_C}}\right) + \pi S_{ЗБН}\cdot S_{пр}\cdot L'_1\cdot grad_yT\left(\frac{\tau_И S_V(\lambda_И)\cdot(n_И - 1)}{n_И\cdot T\cdot l_{л_И}} - \frac{\tau_C S_V(\lambda_C)\cdot(n_C - 1)}{n_C\cdot T\cdot l_{л_C}}\right) \quad (15)$$

Тогда суммарный сигнал, получаемый по формуле, будет равен:

$$U_{\Sigma}=\frac{4A\cdot\pi S_{ЗБН}\cdot S_{пр}}{z_0^2}\cdot h+A\cdot\pi S_{ЗБН}\cdot S_{пр}\cdot grad_yT\left(\frac{n_И-1}{n_И\cdot T}+\frac{n_C-1}{n_C\cdot T}\right)=A\cdot\pi S_{ЗБН}\cdot S_{пр}\left(\frac{4h}{z_0^2}+grad_yT\frac{2n_И\cdot n_C-n_C-n_И}{n_И\cdot n_C\cdot T}\right), \quad (16)$$

а разностный сигнал, найденный, будет равен:

$$\Delta U=\pi S_{ЗБН}\cdot S_{пр}\cdot L_1'\cdot grad_yT\left(\frac{\tau_И S_V(\lambda_И)\cdot(n_И-1)}{n_И\cdot T\cdot l_{л_И}}-\frac{\tau_C S_V(\lambda_C)\cdot(n_C-1)}{n_C\cdot T\cdot l_{л_C}}\right)=A\cdot\pi S_{ЗБН}\cdot S_{пр}\cdot grad_yT\frac{n_И-n_C}{n_И\cdot n_C\cdot T}. \quad (17)$$

Используя работу разностного канала, выполняющего измерения в соответствии с (17), нетрудно определить величину $grad_yT$, которая будет равна:

$$grad_yT = n_И\, n_C\, T\, \Delta U / [A\pi\, S_{збн}\, S_{пр}\, (n_И - n_C)]. \quad (18)$$

Следовательно, суммарный сигнал составит:

$$U_{\Sigma}=A\cdot\pi S_{ЗБН}\cdot S_{пр}\left[\frac{4h}{z_0^2}+\left(\frac{n_И\cdot n_C\cdot T\cdot\Delta U}{A\cdot\pi S_{ЗБН}\cdot S_{пр}(n_И-n_C)}\right)\frac{2n_И\cdot n_C-n_C-n_И}{n_И\cdot n_C\cdot T}\right]=4A\cdot\pi S_{ЗБН}\cdot S_{пр}\cdot h/z_0^2+\frac{\Delta U(2n_И\cdot n_C-n_C-n_И)}{n_И-n_C}. \quad (19)$$

Из (19) можно определить искомую величину смещения ПЧ $h$, исключающую воздействие градиента температуры:

$$h=\left[U_{\Sigma}-\frac{\Delta U(2n_И\cdot n_C-n_C-n_И)}{n_И-n_C}\right]\cdot\frac{z_0^2}{4A\cdot\pi S_{ЗБН}\cdot S_{пр}}. \quad (20)$$

Из выражения (20) видно, что величина смещения пропорциональна сумме сигналов основного $U_{\Sigma}$ и вспомогательного $\Delta U$ каналов.

Для исключения или уменьшения погрешности от градиента температур воздушного тракта для ОЭС с ОРСЗ более простыми в технической реализации оказываются многоспектральные (дисперсионные) методы.

Дальнейшие исследования предполагается развивать в направлении теоретических и экспериментальных исследований дополнительных возможностей повышения точности инженерных геодезических измерений с использованием ОРСЗ при многоспектральном методе с применением трех и более длин волн.


1. *Методы и средства лазерной прецизионной дальнометрии* / А.М. Андрусенко и др. – М.: Изд. стандартов, 1987. – 224 с.
2. Прилепин М. Т. *Определение показателя преломления воздуха при измерении расстояний светомодуляционными дальномерами*. -Известия вузов. Геодезия и аэрофотосъемка, 1957, № 2, с. 123-132.
3. Прилепин М. Т., Голубев А. Н. *Оптические квантовые генераторы в геодезических измерениях*. М.: Недра, 1972.— 168 с.
4. Прилепин М. Т., Голубев А. Н. *Инструментальные методы геодезической рефрактометрии*.- Итоги науки и техники. Геодезия и аэрофотосъемка. М.: ВИНИТИ, 1979.- 91 с.
5. Голубев А. Н. *К теории дисперсионного способа определения показателя преломления воздуха*.—Известия вузов. Геодезия и аэрофотосъемка, 1969, вып. 6, с. 25—31.
6. Бондаренко В. Н. *Об определении показателя преломления воздуха дисперсионным способом с применением радиоволн*.—Геодезия и картография, 1972, № 5, с. 52—59.

# МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ ИНФОРМАТИВНОСТИ ЗОН ДЛЯ ПОВЫШЕНИЯ ТОЧНОСТИ ВЫЧИСЛЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ДВИЖЕНИЯ ВИДЕОКАМЕРЫ

Поляков А.Ю.
ОАО «ЦНИИ «Циклон», Москва, Россия

Данный доклад посвящен проблеме разделения информативных и неинформативных зон на видеоизображении. Для ее решения предлагается использовать предварительную и конечную обработку, а также данные из истории об информативности зон.

Проблема определения информативности зон возникает при решении задачи вычисления параметров движения видеокамеры по получаемому с нее изображению. Исследование этой проблемы играет важную роль в увеличении точности нахождения этих параметров, наряду с выбором размеров зоны, выбором модели движения и точностью представления данных при вычислениях. С одной стороны, к решению задачи определения информативности зон предъявляются требования по скорости выполнения. С другой стороны, метод должен давать как можно меньшую ошибку при отсеивании неинформативных зон и сохранении информативных, смещения которых могут быть найдены наиболее точно. Оценка информативности зон может производиться как до собственно нахождения их смещений, так и после. Предлагается объединить эти два подхода, используя вместе с тем данные из истории о зонах изображений той же видеопоследовательности, определенных ранее как информативные.

Для определения критериев предварительного отсеивания неинформативных зон требуется выяснить, чем характеризуется информативная зона именно на видеоизображении. Очевидно, информативная зона должна содержать значимые элементы видеоизображения, такие как: границы объектов, неповторяющиеся элементы неоднородной текстуры объекта. Шумы, однородная текстура, повторяющиеся элементы затрудняют поиск зоны на видеоизображении. Вышеуказанные значимые элементы видеоизображения характеризуются значительными откликами пространственных фильтров, реализующих дискретное приближение двумерного градиента или лапласиана. Подробное рассмотрение этих фильтров приведено в [1]. Часто используемые на практике маски оператора Собела реализованы в качестве библиотечной функции **IMG_sobel** для процессора TMS320C6414, которая строит дискретное приближение модуля двумерного градиента по входному изображению [2]. Тем не менее, использование этой функции не представляется возможным в предлагаемом подходе по следующей причине.

Значимые элементы изображения характеризуются не только значительными откликами указанных пространственных фильтров на границах или в местах изменения текстуры, но и приблизительно одинаковым направлением градиента в местах разрывов яркости на небольших зонах. В целях упрощения вычислений, использования возможностей процессора TMS320C6414 по работе с упакованными данными и, как следствие, в целях увеличения быстродействия метода имеет смысл разбить множество всех возможных направлений на 8 областей по $45°$. Таким образом, для всех внутренних точек зоны будет вычисляться как модуль градиента, так и область, к которой относится направление градиента. Очевидно, при наличии в пределах зоны значимых элементов изображения, в некоторых из восьми областей

будет наблюдаться большое среднее значение модуля градиента. При предварительном отсеивании неинформативных зон в качестве порогового значения модуля градиента для типичного видеоизображения со средним количеством значимых элементов можно взять среднее значение модуля градиента по всему изображению. Если среднее значение модуля градиента по направлению (т. е. значение в некоторой из восьми областей) будет больше среднего значения модуля градиента по всему изображению, то зона будет считаться информативной, в противном случае – неинформативной.

Последующее отсеивание состоит в анализе гистограммы значений модуля градиента в зоне. Для информативной зоны видеоизображения характерно скопление значений модуля градиента не только в окрестности нуля, но и в области другого/других значений.

Последней характерной чертой значимых элементов видеоизображения является их связность. Точки с большим значением модуля градиента в них, попавшие в одну область по направлению градиента, должны образовывать, с некоторым допущением, кривую.

Следующим этапом является собственно нахождение смещений зон в некоторой их окрестности и вычисление параметров движения видеокамеры. Для нахождения смещений могут использоваться библиотечные функции **IMG_mad_8x8** и **IMG_mad_16x16** для процессора TMS320C6414. Они производят поиск зоны размером $8\times8$ и $16\times16$ пикселей соответственно в некоторой ее окрестности и возвращают в качестве результата упакованные координаты наиболее вероятного местоположения зоны, а также сумму абсолютных значений пикселей разности зоны и ее образа в области поиска [2]. Для вычисления параметров движения используются различные модели движения, например, приведенной в [3].

Постобработка последовательности зон с целью отсеивания по информативности состоит в проверке факта схожести смещения зоны и найденных параметров движения видеокамеры.


1. Р.С. Гонсалес, Р.Э. Вудс *Цифровая обработка изображений*, 819–836, (2005).
2. Texas Instruments, *TMS320C64x Image/Video Processing Library Programmer's Reference*, 5-9–5-14, 5-47–5-49, (2003).
3. Z. Zhu, G. Xu, Y. Yang, J.S. Jin, *IEEE Int. Conf. on Intelligent Vehicles*, **2**, 329-334, 1998.


## МАЛОГАБАРИТНЫЙ ЛАЗЕРНЫЙ ИНТЕРФЕРОМЕТР


Е.В. Михаленок, Ю.А. Пашевич

ОАО «Пеленг», Минск, Республика Беларусь



В докладе представлено описание лазерного интерферометра, разработанного в ОАО “Пеленг”, и предназначенного для интерферометрического контроля качества оптических деталей и измерения волнового фронта объективов.


Научно-технические достижения в области астрономии и космической технологии в значительной мере стали возможными благодаря появлению новых

высококлассных оптических систем. В связи с этим возросли требования к качеству поверхностей оптических деталей, увеличился диапазон их габаритов. Однако, использование только сферических поверхностей не позволяет достичь требуемых характеристик. Для того чтобы снять эти ограничения и создавать объективы с более высокими характеристиками, снизить искажения и уменьшить размер необходимо использовать асферические поверхности.

Данный интерферометр построен по схеме Майкельсона. В качестве источника излучения используется газовый лазер с длиной волны 633нм. В приборе реализован метод фазового сдвига. Возможно наблюдение интерферограммы через окуляр-микрометр, а также ее вывод на ПЭВМ с помощью ПЗС-матрицы. Размер рабочего пучка – 20мм. Прибор производит контроль асферических поверхностей с помощью нуль-корректоров, которые индивидуальны для каждой асферической поверхности. Корректора рассчитаны таким образом, что лучи, отраженные от контролируемой поверхности, возвращаются в интерферометр по тому же пути. В плоскости ПЗС-матрицы получаем интерференционную картину, обработка которой производится с помощью ПЭВМ специально разработанным программным обеспечением. Интерферометр может производить измерения волновых аберраций с построением их профиля на экране в двух режимах: полосовом (по одной интерферограмме) и в фазовом (по трем интерферограммам). Возможны вычисления параметров волновых аберраций (в долях интерференционной полосы): среднеквадратичной величины отклонения измеренного волнового фронта, максимального отклонения волнового фронта от ближайшей сферы (местная ошибка), величины сферичности волнового фронта (общая ошибка). Программное обеспечение позволяет вычленить из измеренного волнового фронта величины стандартных аберраций третьего порядка: астигматизма, сферической и комы, а также вычитать собственные аберрации интерферометра (систематическая ошибка) из аберраций измеряемого волнового фронта. Среднеквадратическая погрешность измерения волнового фронта 0,01 λ.
Все элементы прибора размещены в едином корпусе. Интерферометр обладает небольшими габаритами (435x241x118 мм) и массой (8,9 кг).

## ЦВЕТНОЙ ЭОП С ЭЛЕКТРОННО-ВОЗБУЖДАЕМОЙ ПЗС-МАТРИЦЕЙ

Яроцкая Е.А., Демидов В.М.*
ФГУП «РНИИ КП», Москва, Россия
* ОАО «ЦНИИ «Циклон», Москва, Россия

В докладе описан цветной электронно-оптический преобразователь, особенностью которого является использование для детектирования электронов электронно-возбуждаемой черно-белой ПЗС-матрицы.

В [1] описан электронно-оптический преобразователь (ЭОП), позволяющий получать цветное изображение объектов в условиях низкой освещенности. ЭОП (рис. 1) включает: корпус 1 с входным окном 4, причем входное окно выполнено в виде газонепроницаемой волоконно-оптической пластины (ВОП), состоящей из тонких (около 6 мкм) стеклянных волокон, которые сочетают в себе функции «проводников» света и «элементарных» фильтров красного (R), зеленого (G) и синего (B) цветов, сгруппированных в RGB-триады, которые равномерно

распределены по поверхности ВОП; фотокатод 5; систему фокусировки электронов 7; электронно-возбуждаемую цветную ПЗС-матрицу 6, размещенную внутри вакуумированной части корпуса 2 и обращенную тыльной поверхностью в сторону входного окна (подложка матрицы шлифуется до толщины ~10 мкм, а светочувствительный слой защищается от воздействия света); блок формирования видеосигнала 8 и видеоконтрольное устройство 10, например, цветной микро-дисплей, установленный в выходном окне электронно-оптического преобразователя в невакуумированной части корпуса 3. Элементы, обозначенные пунктирной линией, блок цифровой обработки видеосигнала 9 и пульт управления 11, относятся к модифицированному варианту ЭОП и их функции будут описаны ниже.

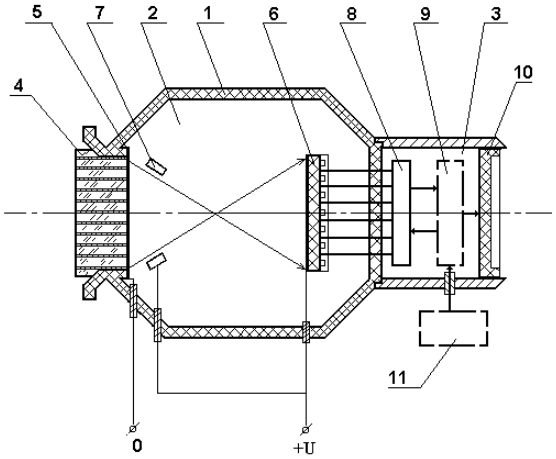



**Рис. 1**. Схема цветного ЭОП

Использование ПЗС-матрицы в качестве детектора электронного изображения (ее устанавливают на место люминесцентного экрана) позволяет значительно улучшить качество работы ЭОП, так как становиться не нужным применение микроканальной пластины и оптической системы переноса изображения с люминофора ЭОП на чувствительную площадку телевизионной камеры. Это, в свою очередь, приводит к снижению уровня шумов и увеличению разрешающей способности прибора, так как преобразования «электрон-фотон» и «фотон-электрон» заменяются простым и высокоэффективным детектированием электронов.

Недостатком ЭОП, описанного в [1], является необходимость прецизионной установки цветной ПЗС-матрицы внутри вакуумированной части его корпуса для обеспечения точного попадания электронов, редуцированных излучением с определенной длинной волны в соответствующие области ее тыльной поверхности.

В докладе рассмотрен способ устранения отмеченного недостатка, разработанный при участии авторов [2]. Способ реализуется следующим образом. В ЭОП вместо цветной матрицы устанавливается черно-белая ПЗС-матрица. При этом остальные компоненты ЭОП, расположенные внутри вакуумированной части корпуса остаются неизменными. Формирование видеосигнала для отображения в цвете производиться в блоке цифровой обработки видеосигнала 9, которым можно управлять с пульта 11.

После изготовления электронно-оптического преобразователя проводят однократную цветовую калибровку черно-белой электронно-возбуждаемой ПЗС-матрицы. С этой целью входное окно ЭОП последовательно облучают источниками излучения красного, зеленого и синего цвета (например, с длинами волн $\lambda_R = 650$ нм, $\lambda_G = 550$ нм и $\lambda_B = 430$ нм). Число электронов, испускаемых

каждым элементарным участком фотокатода, нанесенного на соответствующие фильтры RGB-триад, будет зависит от их освещенности и длины волны (цвета) калибровочного излучения. Поэтому на тыльной стороне подложки черно-белой ПЗС-матрицы будут последовательно сформированы электронные изображения трех (R, G и B) групп элементарных светофильтров. Причем площадь изображения отдельно взятого фильтра должна превышать площадь пиксела матрицы так, чтобы ограничить некоторую зону на подложке матрице (размером хотя бы в один пиксел) от попадания электронов от соседних элементарных фильтров. В блоке цифровой обработке 9 производиться запоминание пространственных координат элементов этих групп. Поскольку все элементы считывания информации с черно-белой ПЗС-матрицы идентичны, то точность юстировки ее пространственного положения может быть существенно ниже, чем в ЭОП, описанном в [1], а строгое соответствие между координатами изображения фильтра и определенной областью подложки матрицы достигается с помощью цветовой калибровки.


1. А.Е. Здобников, В.В. Тарасов, В.В. Груздев, А.Б. Лысов, В.А. Илюхин *Патент России* **№2187169**, МПК H01J 31/56
2. А.Е. Здобников, В.В. Тарасов, Ф.С. Соснин, Е.А. Яроцкая, В.М. Демидов *Патент России* **№2308116**, МПК H01J 31/56


# СТЕНД ДЛЯ КОНТРОЛЯ ПОЛОЖЕНИЯ ФОТОПРИЕМНИКА ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННОЙ СИСТЕМЫ


О.А. Дятлов, А.А. Гудков

ОАО «Пеленг», Минск, Республика Беларусь



В данной работе рассмотрена методика контроля положения плоскости чувствительной площадки фотоприемника оптико-электронной системы с помощью специального стенда. Приведен расчет энергетических параметров излучателя, используемого в стенде.


В докладе представлена оптическая схема стенда, предназначенного для контроля положения плоскости чувствительной площадки фотоприемника оптико-электронной системы. Приведен расчет энергетических параметров излучения, поступающего от осветителя, выполненного на базе лазерного полупроводникового модуля, на чувствительную площадку фотоприемника оптико-электронной системы, отражающегося от неё и попадающего во входной зрачок объектива телевизионной камеры, выполненной на ПЗС-матрице, с помощью которой пучок лучей, отраженный от чувствительной площадки, отображается на экране монитора. Рассмотрена методика определения подвижки фотоприемника, необходимой для получения требуемого диаметра пятна излучения на чувствительной площадке фотоприемника.

При использовании оптико-электронной системы в качестве датчика солнечной засветки рассмотрена схема засветки чувствительной площадки фотоприемника оптико-электронной системы излучением, имитирующим угловой размер и энергетическую освещенность солнца в рабочем спектральном диапазоне длин волн оптико-электронной системы, при проведении настройки порога срабатывания фотоприемника, при различных углах засветки оптико-электронной системы по

всему полю зрения. Приведен расчет, позволяющий выбрать мощность источника излучения, имитирующего энергетическую освещенность солнца в рабочем спектральном диапазоне длин волн оптико-электронной системы.

## АБЕРРАЦИОННЫЕ СВОЙСТВА АНАМОРФОТНЫХ ОБЪЕКТИВОВ ЦИФРОВЫХ КИНОКАМЕР

Ю.К. Пруненко, Л.Н. Андреев
Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

Исследованы аберрационные свойства объектива в разных меридиональных сечениях. Получена методика расчета анаморфотных объективов.

Цифровой кинематограф — новое направление в развитии кинематографа. Он требует специальной техники записи, передачи и воспроизведения цифрового изображения и оптики к ней. На данном этапе развития цифрового кинематографа, для работы с цифровыми камерами в основном применяют стандартные 35-мм кинообъективы с оптическими переходными устройствами (адаптерами). Для создания широкоэкранных фильмов используют анаморфотные адаптеры, которые устанавливаются между объективом и камерой. А кинопленку заменили приборы с зарядовой связью (ПЗС-матрицы) и CMOS-матрицы. Следующим этапом развития оптотехники в этой области является разработка специальных объективов для цифрового кино. Вследствие чего разработка метода расчета анаморфотных кинообъективов и исследование их аберрационных свойств является актуальной задачей.

В работе проведен анализ существующих вариантов [1-2] и выбрано схемное решение оптической системы, удовлетворяющие предъявляемым требованиям. Для дальнейшего расчета и исследования выбрана схема сфероцилиндрического анаморфотного объектива, где сферический компонент располагается между цилиндрическими компонентами.

Исследованы аберрационные свойства объектива, построенного по выбранной схеме. Получена методика аберрационного расчета анаморфотного кинообъектива в области аберраций третьего порядка.

1. *Бегунов Б.Н.* Трансформирование оптических изображений. М.: Искусство, 1965. 229 с.
2. *Пруненко Ю.К., Андреев Л.Н., Бахолдин А.В.,* Труды IV международной конференции молодых ученых и специалистов «Оптика - 2007», 281, (2007).

# РАЗРАБОТКА ПРОГРАММНОГО ПРОДУКТА ДЛЯ РАСЧЕТА ХОДА ПАРАКСИАЛЬНЫХ ЛУЧЕЙ ЧЕРЕЗ ЦЕНТРИРОВАННУЮ ОПТИЧЕСКУЮ СИСТЕМУ

Д.А. Федоренко, К.В. Ежова
Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики.

Была проведена работа по написанию Программного Обеспечения(ПО) для расчета хода параксиальных лучей через центрированную оптическую систему. В работе рассматривается объектно-ориентированных подход к реализации расчета хода лучей. Ниже описывается реализация программного продукта (ПП), основанного на данном подходе.

Программный продукт POCA (Primary Optic Calculations Application) предназначен, для расчета хода параксиальных лучей, через центрированную оптическую систему.

В работе рассматривается объектно-ориентированных подход к реализации расчета хода параксиальных лучей через оптическую систему.

Программный продукт основан на алгоритмах, предложенных профессором Родионовым С.А.

Необходимость написания продукта продиктована:

- Недостаточно широким распространением свободного ПО выполняющего подобные функции;
- несовместимость некоторых продуктов с последними версиями ОС Windows;
- наличие в существующих продуктах сложного функционального наполнения, не используемого в ходе эксплуатации ПО.

Главными функциями программы являются:

- Расчет траектории луча;
- возможность ручного ввода и настройки оптической системы и ее компонентов;
- возможность ввода оптической системы из файла с расширением *.prn;
- удобный интерфейс редактирования свойств системы и компонентов;
- визуализация результатов расчетов в виде 2х мерного и 3х мерного изображений.

Программный продукт реализован с помощью языка программирования C++ и библиотек MFC , что предполагает оконный интерфейс и совместимость со всеми версиями ОС Windows.

Проект разрабатывается в форме свободно распространяемого ПО с открытым исходным кодом.

# ГРАДУИРОВКА КАТОДОЛЮМИНЕСЦЕНТНОЙ СИСТЕМЫ ПО СПЕКТРАМ КАТОДОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ YAG:$Nd^{3+}$.

Гуляева К.Н., Трофимов А.Н.
ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, РФ

Задачами работы было выполнить градуировку спектрометра по ртутной лампе и определить точное спектральное положение линий $YAG:Nd^{3+}$ для дальнейшего использования как градуировочного образца. $YAG:Nd^{3+}$ удобен как градуировочный образец для катодолюминесценции, поскольку при возбуждении электронным пучком имеет узкие линии, расположенные в видимом и ИК диапазонах.

Метод локальной катодолюминесценции является одним из наиболее эффективных методов исследования основных физических и химических характеристик полупроводниковых и диэлектрических материалов, а также различных структур на их основе[1-4].

Использование данного метода является более эффективным по сравнению с традиционной фотолюминесценцией. В связи с тем, что энергия электронного пучка во много раз превышает ширину запрещенной зоны полупроводников и диэлектриков, появляется возможность исследовать оптические переходы, для возбуждения которых требуется энергия, превышающая 5эВ. Удельная мощность возбуждения может быть изменена на несколько порядков. Глубина проникновения электронного пучка в материал и, соответственно, область генерации катодолюминесцентного излучения зависят от энергии возбуждающих электронов, в связи с этим имеется возможность получать люминесцентные характеристики образцов с различной глубины.

При исследовании на электронно-зондовых приборах (растровых электронных микроскопах и электронно-зондовых микроанализаторах) полупроводниковых и диэлектрических материалов, возникает эффект катодолюминесценции. Оснащение приборов катодолюминесцентным спектрометром позволяет совмещать метод катодолюминесценции с основными методами растровой электронной микроскопии и рентгеноспектрального микроанализа, что тем самым значительно расширяет возможность этих приборов.

Многие разработчики и производители растровых электронных микроскопов и рентгеновских микроанализаторов оснащают электронно-зондовые приборы катодолюминесцентными спектрометрами. Однако известные приборы такого типа по метрологическим характеристикам (чувствительности к спектральному разрешению) уступают спектрометру, на котором проводились наши исследования.

Система для катодолюминесцентных исследований, разработанная в ФТИ[5], уникальна и имеет следующие характеристики: высокую светосилу, достаточную для исследования материалов с низким квантовым выходом или тонких пленок; спектральный диапазон 0.8-5.5 эВ; спектральное разрешение в УФ и видимом диапазоне 0.1 нм, в ИК диапазоне – 0.2 нм. Прибор имеет небольшой размер (40*30 см) и массу (5 кг), и монтируется на место оптического бинокуляра.

Поскольку перед каждым экспериментом необходимо монтировать спектрометр, а после – демонтировать его, то точная градуировка спектрометра может сбиваться. Поэтому есть необходимость перед каждым экспериментом производить градуировку желательно непосредственно после монтажа. Естественным выходом из ситуации является градуировка по спектру катодолюминесценции известного материала (эталона). Такой эталон должен иметь узкие линии катодолюминесценции, расположенные вблизи начала и конца рабочего диапазона спектрометра. Подходящим эталоном оказался иттро-аллюминиевый гранат, легированный неодимом ($YAG:Nd^{3+}$). Неодим – редкоземельный элемент,

имеющий серию излучательных линий в видимом и ИК диапазонах при возбуждении электронным пучком.

Но, к сожалению, в литературе не было найдено данных о точном положении линий в спектре катодолюминесценции YAG:$Nd^{3+}$. Спектры фотолюминесценции YAG:Nd наблюдаются только в ИК диапазоне и имеют гораздо более бедную структуру линий.

Таким образом, основными задачами работы было выполнить градуировку спектрометра по ртутной лампе и определить точное спектральное положение линий YAG:Nd.

Для этого спектрометр градуировался на стенде с ртутной лампой. Был получен и обработан спектр ртутной лампы (рис.1), получены градуировочная кривая, отражающая слабую нелинейность зависимости длины волны от шага спектрометра (рис. 2), функция пересчета шагов в длину волны (произведена градуировка).

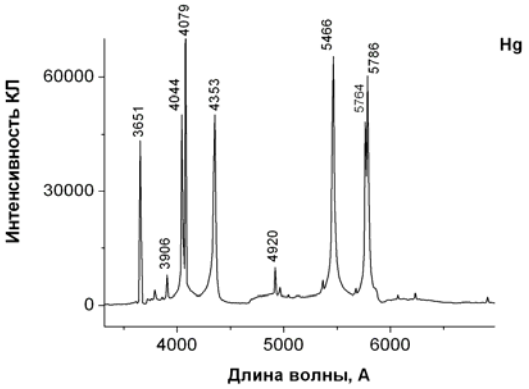



**Рис. 1.** Спектр излучения ртутной лампы

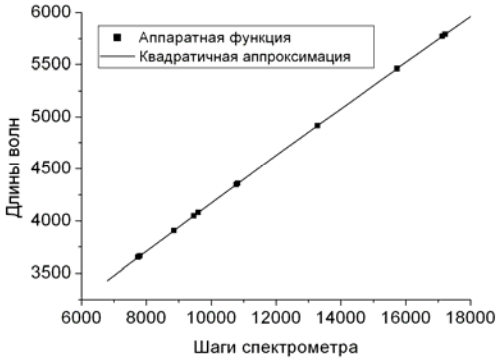



**Рис. 2.** Градуировочная кривая

Градуировочная кривая, полученная нами имеет следующий вид: Y= 1815 (± 4) + (0.24197 ± 0.0006)*X – (0.0000006 ± 0.00000003)*$X^2$, где Y – длина волны, X – шаг спектрометра.

После обработки данных и получения аппаратной формулы, спектрометр аккуратно монтировался на CAMEBAX уже непосредственно для регистрации спектров YAG:Nd (рис. 3). Это позволило определить точное спектральное положение полос КЛ YAG:$Nd^{3+}$.

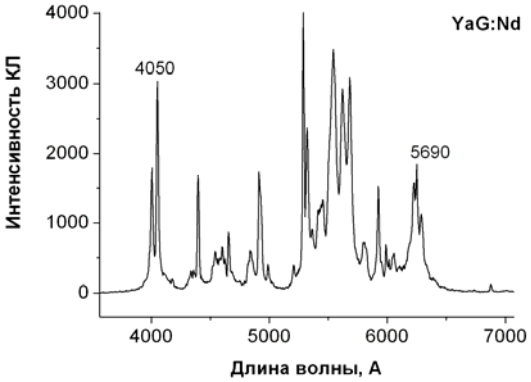



**Рис.3** Спектр КЛ YAG:$Nd^{3+}$

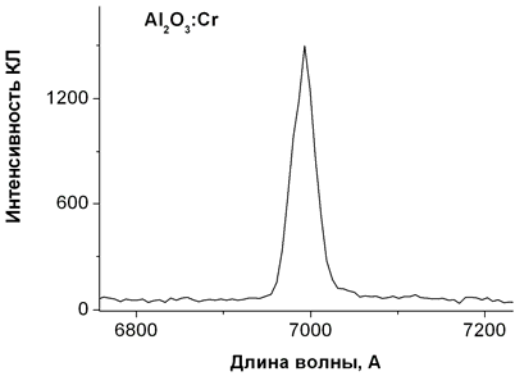



**Рис. 4.** Спектр КЛ $Al_2O_3$:Cr

Для контроля градуировки, произведенной на ртутной лампе, были получены спектры $Al_2O_3:Cr^{3+}$, спектральное положение линий которого хорошо известно из литературы[6]. Поскольку при изменении температуры объектов, линии катодолюминесценции могут сдвигаться, то также были проведены измерения при температуре жидкого азота.

Таким образом, была проведена градуировка спектрометра, получена градуировочная зависимость. Определено спектральное положение полос КЛ $YAG:Nd^{3+}$, который в дальнейшем может быть использован в качестве образца для градуировки.


1. Г.В. Спивак, В.И. Петров, М.К. Антошин, Локальная катодолюминесценция и ее возможности для исследования зонной структуры твердых тел, Успехи физических наук, 4, стр.689-717, (1986)
2. М.В. Чукичев, Б.М. Атаев, В.В. Мамедов, Я.И. Алиев, И. И. Ходос, Катодолюминесценция гетероэпитаксиальных структур Zn/GaN/a-Al2O3, полученных методом химического транспорта, ФТП, 36, №9, стр1052-1055, (2002)
3. А.Н. Трофимов, М.В. Заморянская, Характеризация излучающих центров в широкозонных материалах методом локальной катодолюминесценции на примере активированного европием иттроалюминиевого граната, Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования, 1, стр.1-8, 2009
4. М.В. Заморянская, С.Г. Конников, А.Н. Заморянский, Высокочувствительная система для катодолюминесцентных исследований к электронно-зондовому микроанализатору «КАМЕБАКС» // Приборы и техника эксперимента, 3, стр.1-8, (2004)
5. Б.К. Севастьянов, Х.С. Багдасаров, Л.Б. Пастернак, С.Ю. Волков, В.П. Орехова, Оптическая генерация на ионах Cr3+ в кристаллах иттрий-алюминиего граната, Письма в ЖЭТФ, 17, вып. 2, стр. 69-71, (1973)


# ИССЛЕДОВАНИЕ И РАЗРАБОТКА УНИВЕРСАЛЬНОГО ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННОГО УСТРОЙСТВА КОНТРОЛЯ ОСНОВНЫХ ПАРАМЕТРОВ И КАЧЕСТВА ПЕЧАТНЫХ ФОРМ


Герсанова С.Е., Смирнов В.Д.

Санкт-Петербургский государственный университет технологии и дизайна Северо-Западный институт печати, Санкт-Петербург, Россия



Данная работа посвящена исследованию и разработке универсального оптико-электронного устройства, позволяющего оперативно контролировать основные параметры и качество печатных форм, фотоформ, цветопроб и оттисков в полиграфии.


Сегодня к качеству печатной продукции предъявляются самые жесткие требования, в связи с этим вопрос контроля в полиграфии особенно актуален. В тоже время, печатные и допечатные технологии развиваются стремительно быстро, а новые технологии требуют новых методов и устройств контроля.

Для оперативного контроля на допечатной и печатной стадии полиграфического производства предлагается разработать оптико-электронный прибор, действующий по принципу цифрового микроскопа, производящий съемку исследуемой поверхности с большим увеличением.

Цифровая микроскопия является одним из новейших направлений современной микроскопии, базируется на анализе изображений, получаемых при помощи цифровых комплексов.

Особенностью разрабатываемого прибора является способность работать с низкоконтрастными объектами, такими как печатные формы, полученные при помощи технологии прямого вывода (Computer-to-Plate), которая исключает промежуточный этап вывода фотоформ, а печатные формы для CtP обладают более низким контрастом и большей чувствительностью, чем обычные формы, что не дает возможности контролировать их традиционными способами.

Предложенный оптико-электронный прибор представляет собой трехканальное устройство, в котором:

**1** канал: цифровой микроскоп, состоящий из оптических компонентов: осветительной части и воспроизводящей части, а также из матричного фотоприемника на ПЗС высокого разрешения;

**2** канал: денситометрический, включающий одноэлементный фотоприемник.

Прибор измеряет световой поток, прошедший через тестовую область, и на основании его отношения к падающему потоку вычисляет коэффициент пропускания.

**3** канал для визуального наблюдения с окуляром.

Принцип действия основного канала 1 заключается в съемке контролируемой поверхности с большим увеличением и получении сигнала с высококачественным цифровым изображением контролируемого объекта, который далее поступает в компьютер, где производится его обработка специальным программным обеспечением.

Использование современных светодиодов трех цветов (RGB) в качестве осветительного устройства позволяют подобрать спектр освещения, обеспечивающий максимальный контраст контролируемого изображения.

В результате измерений мы получаем следующие параметры растровой структуры и растровой точки: относительную площадь растровых элементов, форму точки, диаметр, тонопередачу, линиатуру, угол наклона растра, микродефекты поверхности.

Размер растровой структуры контролируется с точностью до 1 мкм, а угол наклона с точностью до $2^0$.

Кроме того, при необходимости, может быть использован только канал для денситометрических измерений (не требуется подключение к ПК) или канал для визуального наблюдения.

Также достоинствами цифрового микроскопа является возможность использования компьютерных методов анализа изображения, сохранение промежуточных и конечных результатов исследований, возможность передачи результатов исследований на расстояния.

Данный прибор является профессиональным метрологическим оптико-электронным устройством, позволяет производить широкий спектр измерений на допечатной и печатной стадиях полиграфического процесса, незаменим при работе с современной CtP аппаратурой, а также не имеет аналогов на российском рынке контрольной аппаратуры.

На представленное устройство получено авторское свидетельство на полезную модель.

Цифровые микроскопы также находят широкое применение в медицине, биологии, материаловедении, незаменимы при различного рода лабораторных исследованиях, активно используются в процессе образования.

Работа может в дальнейшем получить развитие при разработке автоматизированных контрольно-измерительных систем управления качеством печатных форм с обратной связью, а также в DI машинах.


1. В.Д. Смирнов, *Оптико-эл. аппаратура контроля параметров и качества продукции современных технологических допечатных процессов в полиграфии*, 29-34, (2007).
2. Ю.Н. Самарин, *Оборудование для прямой записи печатных форм*, №1, 21-22, (2004).


# РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ВОЗМОЖНОСТЕЙ УВЕЛИЧЕНИЯ СЕЛЕКТИВНОСТИ РЕГИСТРАЦИИ В РЕНТГЕНОЛЮМИНЕСЦЕНТНЫХ СЕПАРАТОРАХ АЛМАЗОСОДЕРЖАЩЕГО СЫРЬЯ


Чертов А.Н.

Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия



В статье представлены результаты компьютерного моделирования и анализа процесса формирования сигналов рентгенолюминесценции минералов с точки зрения возможностей увеличения селективности регистрации в сепараторах алмазосодержащего сырья.


Одним из ключевых параметров рентгенолюминесцентных сепараторов для обогащения алмазосодержащих руд является показатель селективности, характеризующий способность системы регистрации (СР) сепаратора выделять сигналы свечения от алмазов на фоне сигналов от сопутствующих минералов и шумов.

Помимо особенностей свечения компонентов руды, фонового сигнала люминесценции воздуха и собственных шумов фотоприемного узла СР, на селективность влияют также точность работы системы транспортировки материала, режим работы источника облучения материала, рентгеновской трубки, и другие параметры и условия обогатительного процесса.

В статье приведены результаты компьютерного моделирования процесса формирования сигналов яркости свечения компонентов алмазосодержащей руды для случаев постоянного и импульсного режимов облучения с целью поиска возможностей увеличения показателя селективности работы СР и, как следствие, качества обогащения.

1. Е.Н. Владимиров, Л.В. Казаков, Н.П. Колосова, *Современная электроника*, **№ 2**, 64-68, (2008).
2. В.И. Калинчук, А.Ю. Ивченко, *Аппаратура и методы рентгеновского анализа: Сборник статей ЛНПО «Буревестник»*, вып. 37, 39-46, (1988).

# ИССЛЕДОВАНИЕ И ОПТИМИЗАЦИЯ АМПЛИТУДНОГО ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКОГО ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ ОТРАЖАТЕЛЬНОГО ТИПА

Вознесенская А.О., Мешковский И.К., Миронов С.А.
Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

Рассмотрена схема амплитудного волоконно-оптического преобразователя (ВОП) отражательного типа, который может быть положен в основу различных волоконно-оптических датчиков (ВОД), в частности, температуры, давления, уровня, перемещений, деформаций и др. Представлены результаты компьютерного моделирования и экспериментального измерения оптических потерь рассмотренных ВОП, даны рекомендации для выбора оптимальной схемы ВОП для ВОД температуры и ВОД давления с целью достижения наибольшей чувствительности и динамического диапазона измерений.

Потребность в волоконно-оптических датчиках (ВОД) стремительно растет в связи с бурным развитием автоматизированных систем контроля и управления, внедрением новых технологических процессов, переходом к гибким автоматизированным производствам. Помимо высоких метрологических характеристик ВОД обладают высокой надежностью, долговечностью, стабильностью, малыми габаритами, массой и энергопотреблением, совместимостью с микроэлектронными устройствами обработки информации. Современные ВОД могут измерять давление, температуру, расстояние, положение в пространстве, скорость вращения, скорость линейного перемещения, ускорение, колебания, массу, звуковые волны, уровень жидкости, деформацию, коэффициент преломления, электрическое поле, электрический ток, магнитное поле, концентрацию газа, дозу радиационного излучения и т.д. [1, 2]. Тем не менее, поиски оптимальных чувствительных элементов ВОД – волоконно-оптических преобразователей (ВОП) продолжаются. Среди основных требований, предъявляемых к ВОП, можно назвать большой динамический диапазон измерений, высокую чувствительность контролируемой характеристики, достаточный уровень сигнала, надежность и повторяемость измерений, компактность и технологичность конструкции, низкую себестоимость изготовления. Перечисленным требованиям в значительной степени удовлетворяют амплитудные ВОП.

В настоящем докладе рассмотрена схема амплитудного ВОП отражательного типа [3], который может быть положен в основу различных ВОД, в частности, температуры, давления, уровня, перемещений, деформаций и др. Представлены результаты компьютерного моделирования и экспериментального измерения функции пропускания исследуемых ВОП, даны рекомендации для выбора

оптимальной схемы ВОП, регистрирующих температуру и давление, с целью достижения наибольшей чувствительности и динамического диапазона измерений.


1. Optical Fiber Sensors: System and Applications / Eds. Calshow B., Dakin J. Boston: Artech House, 1989
2. В.Б. Гармаш, Ф.А. Егоров, Л.Н. Коломиец, А.П. Неугодников, В.И. Поспелов // Фотон-Экспресс. 2005, №6, с.128-140.
3. А.О. Вознесенская, И.К. Мешковский, С.А. Миронов, О.С. Попков // Опт. журнал. 2007, том 74, №6, с.31-35.


## МНОГОЭЛЕМЕНТНЫЕ МНОГОСПЕКТРАЛЬНЫЕ ПРИЕМНИКИ НА $Pb_{1-X}Cd_XSe$ ДЛЯ ДИАПАЗОНА 1,5-5,0 МКМ


Тропина Н.Э., Тропин А.Н.

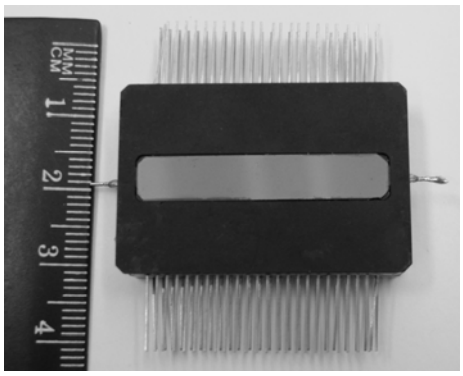
ОАО «НИИ Гириконд», Санкт-Петербург, Россия

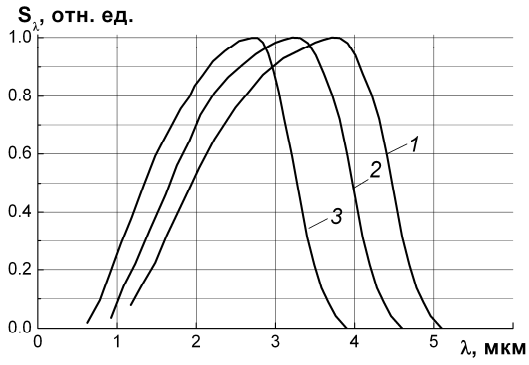


Приведено краткое описание многоэлементных приемников на основе поликристаллических слоев селенида свинца и его твердых растворов, разработанных в ОАО «НИИ Гириконд» (Санкт-Петербург). Использование клиновидного узкополосного интерференционного фильтра в качестве входного окна фотоприемника позволяет анализировать спектр излучения в области чувствительности приемника без применения дифракционной решетки.


Разработка и внедрение новых принципов построения оптоэлектронных приборов, работающих в ближней и средней инфракрасной области спектра, требуют создание недорогих, надежных и достаточно быстродействующих многоэлементных приемников излучения. Так, например, применение линейного многоэлементного приемника при спектрометрических измерениях устраняет необходимость использования сложных оптических систем и громоздких механических систем развертки по спектру, без которых не обойтись в случае с одноэлементными приемниками.

Базовая технология, разработанная на предприятии ОАО «НИИ «Гириконд», дает возможность получать фоточувствительные слои на основе селенида свинца и твердых растворов на его основе с равномерной микроструктурой, а, следовательно, фотоэлектрическими свойствами на достаточно большой площади подложки (до 25 мм). А существующие возможности фотолитографического процесса позволяют создавать многоэлементные приемники с количеством элементов до 100 и с линейными размерами одного элемента от 300 мкм до 30 мкм, работающие в фотогальваническом (токовом) режиме (рис. 1 *а*). Спектральные характеристики фоточувствительности зависят от состава фоточувствительного слоя. С увеличением содержания CdSe в твердом растворе $Pb_{1-x}Cd_xSe$ максимум спектральной чувствительности сдвигается в сторону коротких длин волн (рис. 1 *б*), а постоянная времени увеличивается от 5 мкс до 30 мкс.





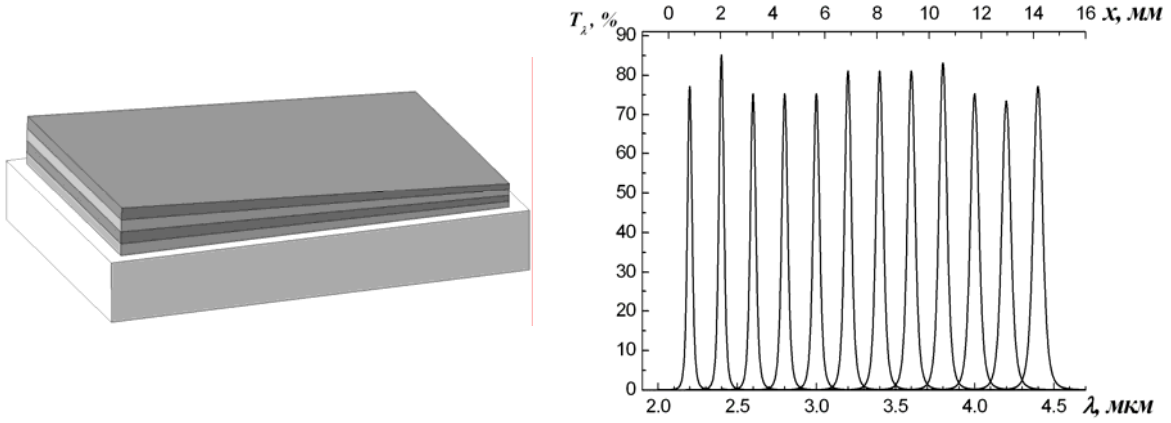

*а)* *б)*

**Рис. 1.** 96-ти элементный приемник на $Pb_{1-x}Cd_xSe$ (*а*)
и его спектральные характеристки чувствительности (*б*)
*1* – x = 0, *2* – x = 0,04, *3* – x = 0,2

Для термостабилизации в конструкции многоэлементного приемника возможно применение дополнительного термоэлектрическго охладителя.

При конструировании и использовании линейных многоэлементных приемников определенный практический интерес представляют клиновые интерференционные фильтры с изменяющимися оптическими характеристиками по поверхности фильтра. В первую очередь это относится к узкополосным фильтрам, длина волны максимума пропускания которых зависит от координаты на поверхности фильтра. Выделяя узкие участки на поверхности такого фильтра с помощью перемещающейся узкой щели, можно осуществлять развертку по спектру. Клиновые фильтры разделяют на две большие группы – линейные и круговые (циркулярные)[1,2]. Клиновый фильтр первой группы представляет собой плоскопараллельную пластинку с нанесенным интерференционным покрытием. Циркулярный клиновый фильтр выполняется в виде круглого диска, у которого оптические толщины слоев покрытия изменяются по линейному закону вдоль концентрических окружностей.

Линейный узкополосный клиновый фильтр с линейным многоэлементным фотоприемником, заменяя дифракционную решетку или призму, позволяет существенным образом упростить оптическую схему, увеличить светосилу и улучшить массогабаритные характеристики прибора. Изменение положение $\lambda_{макс}$ по заданному закону достигается за счет соответствующего изменения оптических толщин слоев, входящих в структуру многослойного интерференционного покрытия (рис 2 *а*). Обычно, при реализации на практике предпочтение отдается диэлектрическим интерференционным фильтрам типа Фабри-Перо первого порядка. Однако для увеличения крутизны фронтов контура пропускания фильтра возможно применение фильтров высших порядков или структур с неравнотолщинными слоями. Побочные полосы пропускания блокируются отрезающим клиновым покрытием, наносимым на обратную сторону подложки.




*а)* *б)*

**Рис. 2**. Клиновидное многослойное покрытие (*а*) и спектры пропускания фильтра (*б*) (***x*** – расстояние от края фильтра)

На предприятии ОАО «НИИ Гириконд» (Санкт-Петербург) разрабатываются линейные клиновые фильтры на диапазон 1,5 – 5 мкм с линейной дисперсией 100-150 нм/мм. При этом спектральный интервал, выделяемый фильтром определяется как: $\Delta\lambda = \delta\lambda + s(d\lambda / ds)$, где $\delta\lambda$ - полуширина контура пропускания фильтра, $s$ - размер пикселя многоэлементного приемника, $(d\lambda / ds)$ - линейная дисперсия фильтра. Для изготавливаемых фильтров полуширина в указанном диапазоне составляет порядка 1.5 % (рис. 2 б). При указанных линейной дисперсии, полуширине фильтра $\delta\lambda$ = 50 нм и размере пикселя 100 мкм спектральная ширина линии 60 нм. В этом случае спектральное разрешение существенно уступает разрешению, получаемому при помощи дифракционной решетки, однако в тех задачах, где требуется анализ спектров, свободных от узких линий или «тонкой» структуры, такого разрешения вполне достаточно. В частности, малогабаритные спектрометры с клиновидным фильтром и многоэлементными приемниками могут найти применение в пирометрии спектрального отношения, а также, например, при анализе спектров диффузного отражения различных объектов органического происхождения, например, в приборах для определения влажности и содержания клетчатки в зерне или для контроля качества и сорта древесины[3].

Так как приемник имеет спектральную зависимость чувствительности (рис. 1), а максимальное пропускание фильтра также может изменяться от длины волны, то сигналы на выходе каждого элемента будут различны для различных длин волн при облучении одинаковым по интенсивности потоком. Поэтому реализация линейной чувствительности каждого канала может быть достигнута за как за счет аппаратной (физической), так и программной коррекции. В первом случае подбираются соответствующие коэффициенты усиления в каждом канале, во втором - используются поправочные коэффициенты.

Таким образом, линейные многоэлементные приемники на основе поликристаллических слоев $Pb_{1-x}Cd_xSe$ в совокупности с клиновыми узкополосными фильтрами, оснащенные соответствующей схемой обработки и усиления сигналов, представляют собой перспективные оптоэлектронные компоненты для создания малогабаритных быстродействующих спектрометрических модулей и спектрально-аналитических приборов на их основе.

1. Ш.А. Фурман, *Тонкослойные оптические покрытия*, 184-186, (1977).

2. В.П. Авилов, *Вестник Омского университета,* **вып. 4**, 21-23, (1997).
3. В.А. Анчуков, Г.Г. Горбунов, С.С Гулидов и др. *Оптический журнал*, **74**, №5, 63-68, (2007).

# О ВОЗМОЖНОСТЯХ СОВЕРШЕНСТВОВАНИЯ ПАНОРАМНЫХ СЕКТОРНЫХ ОБЪЕКТИВОВ

Соломатин В.А., Шатова Е.А.
Московский государственный университет геодезии и картографии, Москва, Россия

В докладе обсуждается влияние конструктивных параметров секторных объективов на качество изображения, варианты применения приемников излучения, способы усовершенствования секторных объективов для получения необходимых оптических характеристик, таких как поле обзора, светосила, пространственное разрешение, рассматриваются варианты перекрытия угловых полей секторных линз в объективе.

Панорамные системы с секторным угловым полем, предназначенные для кругового обзора и измерения угловой (азимутальной) координаты объекта[1], относятся к энергетическим системам. Панорамное изображение в этих системах не создается, азимутальная координата определяется с точностью до половины углового поля оптического канала (сектора), в который попадает излучение от цели. В совокупности угловые поля каналов составляют 360˚. Из-за конечности размеров кружка рассеяния во избежание энергетических потерь при переходе точечного объекта из одного канала в смежный канал, угловые поля смежных каналов должны перекрываться. Возможные варианты перекрытия угловых полей рассмотрены нами в работе[2]. В любом варианте перекрытия следует стремиться к оптимизации размеров кружка рассеяния на основании компромисса между энергетическими потерями и числом оптических каналов.

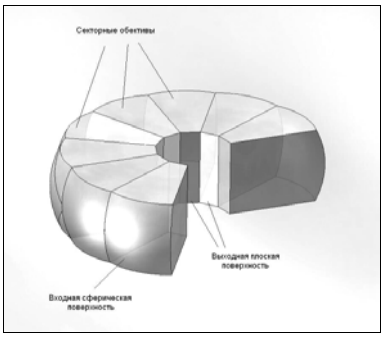



**Рис. 1.** Кольцо секторных объективов

Нами была разработана методика расчета секторного объектива, с помощью которой были проведены исследования, направленные на выявление различных зависимостей между конструктивными параметрами оптических каналов панорамных систем с составных угловым полем и качеством изображения в этих каналах, характеризуемым импульсной характеристикой (функция рассеяния точки). В результате исследований были получены следующие выводы в рассматриваемой схеме построения панорамного секторного объектива работающего в ближней ИК области спектра.

1. Возможно получение площади входного зрачка не более 3-4 см$^2$, поскольку при больших значениях, размеры приемника излучения становятся неприемлемыми.

2. При увеличении азимутального угла радиус первой поверхности сектора уменьшается, при увеличении азимутального угла кружок рассеяния по азимуту увеличивается пропорционально площади входного зрачка. Интересным выводом, стало то обстоятельство, что при различных значениях входного зрачка, угловой размер кружка остается одинаковым для конкретного значения азимутального угла, а отношение углового размера кружка к азимутальному углу является величиной постоянной при любых значениях площади входного зрачка и азимутального угла. Угловой размер кружка рассеяния для типовых вариантов объектива (N=30-120) составляет около 20% от углового поля сектора.

3. При приемлемых размерах чувствительной площадки одноэлементного приемника излучения угловое поле по высоте не может превышать 8-10°.

4. Проблему увеличения входного зрачка можно решить путем использования второго кольца секторов, аналогичного первому, но со смещением секторов на угловой размер кружка рассеяния. Наличие второго кольца секторных объективов дает более широкие возможности совершенствования системы. Угловые поля можно сузить вдвое при том же перекрытии, что и в варианте с одним кольцом, тогда пространственное разрешение вдвое увеличится за счет увеличения общего числа секторов и уменьшения шага дискретизации пространства. Но если вдвое уменьшить число секторов в каждом кольце (общее их число будет таким же, как в системе с одним кольцом при заданном пространственном разрешении), то в два раза увеличатся входной зрачок и ширина торца.


1. В.А. Соломатин, Е.А. Шатова, *Методика расчета секторного объектива. Известия вузов. Геодезия и аэрофотосъемка* №5, 63-65, (2008).
2. В.А. Соломатин, Е.А. Шатова, *Объективы с пространственной дискретизацией поля обзора. Сборник докладов международного оптического конгресса «Оптика XXI век»* , 41-45, (2008).


# МЕТОДЫ ХРАНЕНИЯ НАПРАВЛЕНИЯ В ПЛОСКОЙ СИСТЕМЕ КООРДИНАТ


Елкин Е. А., Майоров А. А.

Московский государственный университет геодезии и картографии, Москва, Россия



В докладе проводится обзор существующих сегодня методов хранения направления, основанных на работе гироскопов. Дается сравнительный анализ применяемых методов, указываются их недостатки. Рассматривается новый метод, заключающийся в хранении направления, определяемого через результаты угловых измерений поворотов основания, чье положение и необходимо контролировать. Предложенный метод способен конкурировать с существующими как по точности, так и по стоимости, а также по удобству его применения.


На сегодняшний день задача хранения направления вообще и горизонтального в частности актуальна для навигации и геодезии.

В навигации для хранения курса используются гироскопы. Инерциальная навигация относится к такому способу определения местоположения в пространстве, при котором не используются данные каких-либо внешних источников.

По конструкции все гироскопы делятся на механические, оптические и микромеханические, принципы работы которых и особенности конструкции неоднократно описывались в многочисленной литературе.

Новым методом для хранения направления может служить его измерение с использованием результатов угловых измерений поворотов платформы, производящихся с момента начала движения. Для измерения необходимы два канала: опорный, дающий постоянный по частоте сигнал, и измерительный, который фиксирует изменение положения корпуса. Независимая система координат на подвижном основании может быть создана инерционной вращающейся массой – маховиком. С ним будет связана работа опорного канала. Плоскость вращения маховика является плоскостью проведения измерений. В этой же плоскости находится заданное направление. Хранение направления при этом реализуется оптическими методами.

Работа измерительного канала заключается в фиксировании изменений положений платформы и также реализована оптическими методами.

После преобразования сигналов опорного и измерительного каналов в электрические, решающее устройство выдает сигнал рассогласования, по которому можно судить об изменении направления поворотов платформы.

Предложенный метод позволяет избавиться от основной ошибки гироскопов – ухода нуля и накопления ошибки измерений. При этом стоимость реализации метода может конкурировать с использующимися сегодня.

# СЕКЦИЯ 4. ФИЗИКА ЛАЗЕРОВ И ЛАЗЕРНЫЕ ТЕХНОЛОГИИ

## МОДИФИКАЦИЯ СТЕКЛОКЕРАМИКИ «ФОТУРАН» ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ ФЕМТОСЕКУНДНОЙ ДЛИТЕЛЬНОСТИ

Э.И. Агеев, Иванова Н. В.
Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

Рассмотрены принципы и современное состояние дел в области лазерно-индуцированной модификации фоточувствительных стеклокерамик. Представлены результаты экспериментальных исследований процесса лазерной модификации стеклокерамики «Фотуран» импульсами ультракороткой длительности. Предложена концепция создания оптической памяти на основе фазовых переходов в фотоструктурирумой стеклокерамике, индуцированных лазерным воздействием.

Фотоситаллы или фотоструктурируемые стеклокерамики (ФС) представляют собой подкласс традиционных стеклокерамических (СК) материалов, в которых можно локально управлять структурно-фазовыми изменениями посредством фотовозбуждения, которое является более предпочтительным, чем термическая обработка. Несмотря на применение термической обработки, преобразования материала происходят строго на участках, подвергшихся предварительному облучению. Физические и химические свойства, изменением которых можно последовательно управлять посредством предварительной экспозиции, включают в себя, например, оптическое пропускание, сопротивление материала и восприимчивость к химическому травлению [1-3].

В основе взаимодействия лазерных импульсов фемтосекундной длительности с ФС лежат 2 механизма: резонансное и нелинейное поглощение. Реализация того или иного механизма нелинейного поглощения, по-видимому, определяется плотностью мощности падающего излучения [4].

В качестве переключателей и элементов памяти для обработки и хранения информации в устройствах нанофотоники могут быть использованы лазерно-индуцированные фазовые переходы в ФС.

Благодаря процессам многофотонного поглощения, взаимодействие между лазерным излучением фемтосекундной длительности и материалом, происходит только около точки фокусировки, без взаимодействия с поверхностью. Т.о., существует возможность локальной реверсивной записи информации (с высокой плотностью) на основе фазового перехода из аморфного состояния в кристаллическое в ФС под действием лазерного излучения.


1. Y. Cheng, K. Sugioka, K. Midorikawa, *Applied Surface Science*, 248, 172–176, (2005).
2. P. Fuqua, S.W. Janson, W.W. Hansen, H. Helvajian, *Proceeding SPIE*, 3618, 213-219, (1999).
3. V.P. Veiko, Q.K. Kieu, N.V Nikonorov, *Proceeding SPIE,* 5662, 119-128, (2004).
4. F.E. Livingston, H. Helvajian, *3D laser microfabrication. Principles and Applications*, 287-339, (2006).


# ТЕРМОИНДУЦИРОВАННЫЙ ДРЕЙФ ЧАСТИЦ В ЖИДКОСТИ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ


Дривольский А.С., Кузин А.А., Мядзюта Г.А., Овсепян А.С.

Дальневосточный государственный университет путей сообщения, г. Хабаровск, Россия



Экспериментально исследован термоиндуцированный механизм левитации частиц (пузырьков газа) в жидкофазной среде.


В работе экспериментально исследован термоиндуцированный механизм левитации частиц (пузырьков газа) в жидкофазной среде.

В экспериментах были обнаружены незатухающие колебания пузырька по одной координате при освещении кюветы пучком лазера, имеющим вытянутую вдоль той же координаты форму поперечного распределения интенсивности[1].

Колебания пузырька газа в тонкой кювете с поглощающей жидкостью наблюдаются визуально, частота колебаний 1-5 Гц, амплитуда колебаний составляет 0,1-0,5 радиуса пузырька. Колебания близки к гармоническим для маленьких пузырьков (радиусом менее 1 *мм*), для больших размеров форма колебаний становится сложной.

Возникающие колебания связаны с термокапиллярным механизмом неустойчивости положения равновесия частицы в неоднородном тепловом поле. Считая термокапиллярную силу гармонической, получаем для частоты колебаний $\omega \cong \left[\delta \mathrm{T}_0 \left(\partial\sigma / \partial \mathrm{T}\right)\left(\rho R d\right)^{-1}\right]^{1/2}$. Для $d = 2 \cdot 10^{-2}$ *см*, $\delta \mathrm{T}_0 = 10$ *К*, $R = 10^{-1}$ *см* находим $\omega = 5$ *Г*ц, что соответствует эксперименту. Зависимости периода колебаний от интенсивности падающего излучения и размера пузырька также находятся в согласии с приведенной формулой.

Увеличение концентрации пузырьков в области максимумов интенсивности излучения в результате действия термокапиллярных сил позволяет визуально наблюдать ИК-изображение. Адгезионные силы фиксируют пузырьки на стенке кюветы, что позволяет визуально наблюдать ИК-изображение (модовую структуру лазерного пучка $CO_2$-лазера).

1. Г.А. Мядзюта, *15 Всероссийская научная конференция студентов физиков и молодых ученых (ВСКНФ-15, Кемерово-Томск): материалы конференции, тезисы докладов*, Екатеринбург-Кемерово: изд-во АСФ, 144-145, (2009).

# ТЕРМОИНДУЦИРОВАННЫЕ МЕХАНИЗМЫ ОБРАЗОВАНИЯ РЕЛЬЕФА В ТОНКОМ СЛОЕ ЖИДКОСТИ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Дривольский А.С., Иванов В.И., Климентьев С.В., Кузин А.А., Окишев К.Н., Рекунова Н.Н.
Дальневосточный государственный университет путей сообщения, г. Хабаровск, Россия

Эксперементально исследованы тепловые механизмы модуляции рельефа в тонком слое жидкости под действием лазерного излучения.

Термоиндуцированные механизмы образования рельефа в тонком слое жидкости исследовались в целом ряде работ. Продемонстрировано использование этого типа нелинейностей для записи динамических голограмм, создания элементов адаптивной оптики [1], для визуализации фазовых обьектов [2]. Теоретическое описание механизмов образования рельефа требует решения термогидродинамических задач, аналитическое решение которых возможно лишь в простейших случаях.

Целью данной работы является экспериментальное исследование рельефной нелинейности в схеме самовоздействия излучения с контролем температурного распределения на поверхности образованного рельефа, что позволяет разделить вклады от различных механизмов его образования.

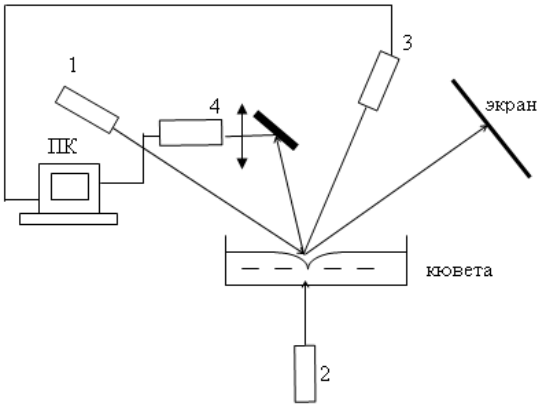



**Рис. 1**. Схема установки: полупроводниковый лазер; ПК – персональный компьютер; 1 – гелий-неоновый лазер; 2 – полупроводниковый лазер; 3 – видеокамера; 4 – термограф ИРТИС 2000

На рис. 1. представлена схема экспериментальной установки. Здесь применяется полупроводниковый лазер на основе излучателя ДЛ-500Б ($P_{изл}$ -500 *мВт*, $\lambda_{ген}$-0,825 *мкм* ), гелий-неоновый лазер ГН-5 ($P_{изл}$ -0,5 *мВт*, $\lambda_{ген}$-0,63 *мкм*), малогабаритная цветная видеокамера MTV-34K0P. Кювета заполнялась различными жидкостями с открытой поверхностью, что позволяло наблюдать образование рельефа на свободной поверхности. На рис. 2. представлено температурное распределение на поверхности слоя глицерина. Толщина образца составляла 1,2 мм.

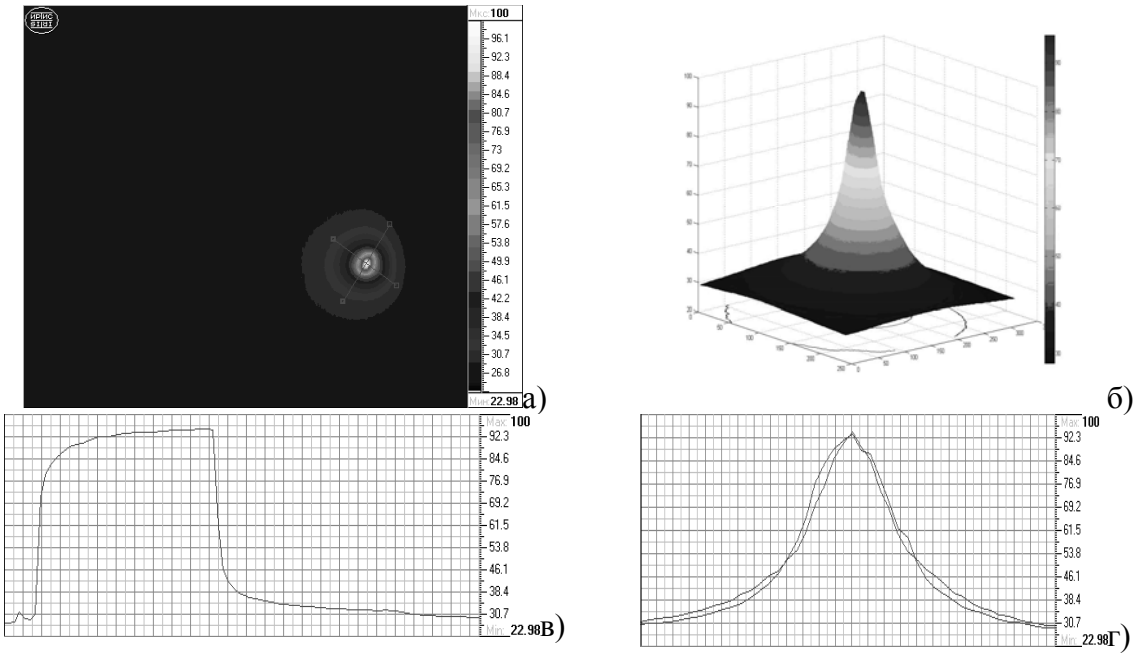



**Рис. 2**. Температура поверхности слоя жидкости (глицерин): а) пространственное положение термопрофилей для двух сечений T(x); б) трехмерная термограмма (глицерин); в) динамика температуры для точки пересечения термопрофилей T(t); г) термопрофили в двух сечениях

Для определения величины искривления поверхности образца на поверхность кюветы под углом направлялось излучение гелий-неонового лазера, отражение которого наблюдалось на экране. По величине отклонения и расфокусировке отраженного луча определялась глубина впадины на поверхности кюветы. Величина температуры и ее распределение измерялось термографом ИРТИС – 2000.

Анализ полученных экспериментальных результатов показывает, что в случае вязкой жидкости преобладает термокапиллярный механизм модуляции рельефа, для маловязкой жидкости определяющим является термогидродинамический механизм.


1. Визнюк С.А., Суходольский А.Т. // Краткие сообщ. по физике. - ФИАН СССР, 1986. - N 12. - С.9-12.
2. Безуглый Б.А., Шепеленок С.В., Иванова Н.А. // Письма в ЖТФ. 1998. том 24. № 24. С. 61 -64.
3. Бубис Е.Л. // Письма в ЖТФ. 2008. том 34. № 12. С. 29 -33.


# НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ НЕЛИНЕЙНОЙ ДИНАМИКИ ТВЕРДОТЕЛЬНОГО КОЛЬЦЕВОГО ЛАЗЕРА, РАБОТАЮЩЕГО В АВТОМОДУЛЯЦИОННОМ РЕЖИМЕ ПЕРВОГО РОДА


Аулова Т.В., Чекина С.Н.*

Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

*НИИЯФ МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия



Сообщается об экспериментальном исследовании особенностей динамики генерации кольцевого чип-лазера. Показано, что работа такого лазера в автомодуляционном режиме первого рода сопровождается возникновением ряда нелинейных эффектов, таких как ангармоничность, неизохронность и мультистабильность. Продемонстрирована возможность возникновения взаимной синхронизации автомодуляционных и релаксационных колебаний, сопровождающейся скачкообразным изменением характера генерации


Твердотельный кольцевой лазер (ТКЛ) является сложной нелинейной динамической системой, в которой возможно возникновение большого числа различных режимов генерации. Одним из наиболее интересных режимов генерации такого лазера является автомодуляционный режим первого рода, характеризующийся противофазными одночастотными колебаниями интенсивностей встречных волн. Детальное исследование этого режима генерации представляет несомненный практический интерес, поскольку он может быть использован в измерительной технике и метрологии (например, для измерения оптических невзаимностей), а также в лазерной гироскопии.

Экспериментальные исследования проводились на моноблочном кольцевом твердотельном чип-лазере на YAG:Nd, работающем в автомодуляционном режиме первого рода. Исследуемый чип-лазер представлял собой моноблок со сферической входной гранью и тремя гранями полного внутреннего отражения. Лазер накачивался полупроводниковым диодным излучателем мощностью 250 мВт, работающим на длине волны 0,81 мкм. Исследуемый лазер работал в одномодовом режиме (в каждом направлении возбуждалась основная мода с одним и тем же продольным индексом). Превышение мощности накачки над порогом генерации в наших экспериментах изменялось от 0,05 до 0,45. Система термостабилизации позволяла плавно изменять температуру моноблока в пределах от 20 до $24^0$С, что давало возможность изменять отношение интенсивностей встречных волн от 1 до 1.9. С помощью электромагнита на моноблочный лазер было наложено магнитное

поле, его параметры управлялись с помощью генератора питания. Принципиальная схема экспериментальной установки показана на рис.1.

В процессе работы исследовались зависимости временных характеристик интенсивностей встречных волн, автомодуляционной частоты и спектров автомодуляционных колебаний от амплитуды колебаний при фиксированных отношениях интенсивностей встречных волн.

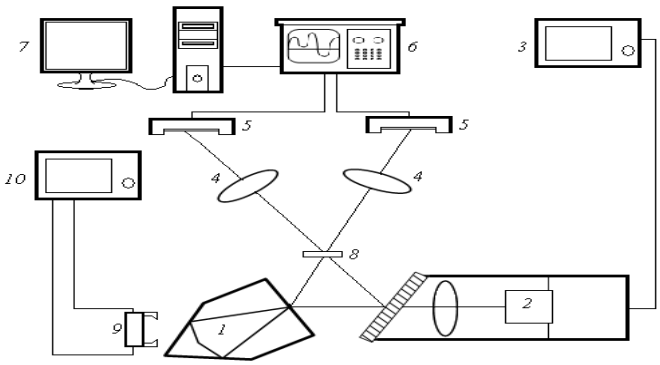



**Рис. 1.** Схема экспериментальной установки: 1 – моноблочный чип-лазер; 2 – диод накачки; 3 – питание диода накачки; 4 – система фокусировки; 5 – приемники оптического излучения; 6 – многолучевой осциллограф; 7 – компьютер; 8 – светофильтр, прозрачный для генерируемого излучения и непрозрачный для излучения накачки; 9 – электромагнит; 10 – питание электромагнита

Характерная зависимость амплитуды автомодуляционных колебаний от превышения накачки над порогом приведена на рис.2. Видно, что в широком диапазоне превышений (исключая интервал $0{,}19 < \eta < 0{,}32$) в лазере наблюдался стандартный автомодуляционный режим первого рода. При $0{,}19 < \eta < 0{,}32$ возникала бифуркация удвоения периода автомодуляционных колебаний.

Полученные результаты позволяют найти зависимость частоты автомодуляции $\omega_m$ от амплитуды автомодуляционных колебаний (см. рис.3). Результаты, представленные на этом рисунке, свидетельствуют о неизохронности автомодуляционных колебаний.

Как известно, в линейной консервативной системе колебания динамической переменной (в нашем случае интенсивности излучения) происходят строго по синусоидальному (гармоническому) закону. В нелинейной же системе, совершающей периодические колебания, их форма обычно отличается от синусоиды, т.е. возникает ангармоничность. Со спектральной точки зрения, ангармоничность трактуется как наличие в спектре спектральных компонент с частотами $2\omega$, $3\omega$, ..., (высших гармоник).

В качестве количественной характеристики отклонения колебательного процесса от гармонических колебаний в технике используют так называемый коэффициент нелинейных искажений $\chi = \dfrac{\sqrt{A_2^2 + A_3^2 + A_4^2 + \ldots}}{\sqrt{A_1^2}}$, где $A_1$, $A_2$, $A_3$ и т.д. – соответственно амплитуды первой, второй, третьей и т.д. гармоник. В случае нашего лазера этот коэффициент составлял менее 10%.

Исследовалось также явление мультистабильности. В этом случае в нелинейной системе существует несколько различных потенциально возможных

состояний или колебательных режимов, причем возникновение того или иного из них зависит от задания начальных условий.

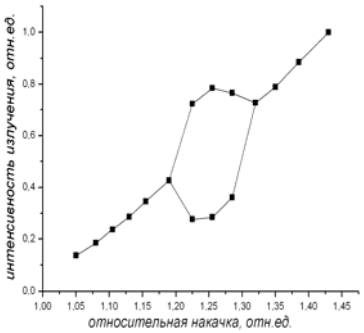



**Рис. 2.** График зависимости интенсивности излучения от накачки

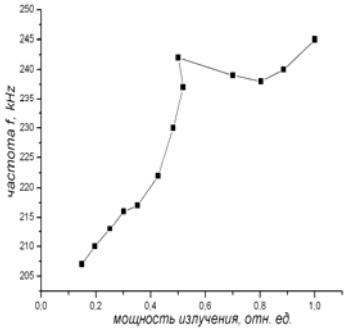



**Рис. 3.** График зависимости частоты автомодуляции от мощности выходного излучения ТКЛ, работающего в автомодуляционном режиме первого рода

В нелинейных системах гармоническая сила возбуждает негармонические колебания, в спектре которых имеются кратные частоты, поэтому резонанс на гармониках происходит и при синусоидальной внешней силе. Как показано в нашей работе, это приводит к тому, что форма резонансной кривой оказывается зависящей от амплитуды вынуждающей силы и по мере ее увеличения становится все более асимметричной. При значительных амплитудах внешнего воздействия амплитуда колебаний оказывается зависящей от предыстории (явление гистерезиса). Наличие гистерезиса сопровождается возникновением областей, в которых существование режимов генерации оказывается невозможным.

## ИССЛЕДОВАНИЕ ВНУТРИРЕЗОНАТОРНЫХ ПОТЕРЬ ОКГ НА ОСНОВЕ КРИСТАЛЛА $LiCaAlF_6:Ce^{3+}$

Ахтямов О.Р., Низамутдинов А.С., Семашко В.В., Наумов А.К., Кораблева С.Л.
Казанский государственный университет имени В.И.Ульянова-Ленина, Казань, Россия

В работе был отработан метод, позволяющий наиболее корректно охарактеризовать внутрирезонаторные потери ОКГ. Так было показано, что в кристалле $LiCaAlF_6:Ce^{3+}$ полные внутрирезонаторные потери зависят от энергии излучения накачки. Это обусловлено образованием центров окраски под действием излучения накачки и разрушением их под действием излучения генерации.

Для развития техники и технологий, на сегодняшний день, требуется применение оптических квантовых генераторов ультрафиолетового диапазона. Исследуемый в данной работе кристалл $LiCaAlF_6:Ce^{3+}$ является основой перспективного в коммерческом применении ОКГ ультрафиолетового диапазона. Данная работа посвящена отработке методики анализа активных сред для технологических процессов промышленного изготовления ОКГ. Целью работы

является определение внутрирезонаторных потерь ОКГ на основе кристалла $LiCaAlF_6:Ce^{3+}$.

Как известно, потери в ОКГ разделяют на несколько групп:

- дифракционные потери – определяются типом и геометрией резонатора ОКГ;
- полезные потери – потери энергии генерации на вывод этой энергии через выходное зеркало;
- вредные потери – рассеяние на поверхности зеркал, на поверхности кристалла, внутри кристалла, потери на усиление радиационного шума, и поглощение энергии лазерной генерации центрами окраски.

Таким образом, вредные потери во многом определяются качеством изготовления кристалла и, поэтому, являются объективной мерой, позволяющей в целом контролировать все этапы технологического цикла по его изготовлению. Настоящая работа посвящена исследованию этих потерь.

В работе проводились измерения энергии лазерной генерации от энергии накачки и пороговой энергии накачки для разных значений коэффициента отражения выходного зеркала резонатора. Полученный набор данных позволяет охарактеризовать и оценить внутрирезонаторные потери.

Были использованы несколько методов оценки этих потерь.

В частности, был использован метод Финлея-Клэя[1], который основывается на уравнении для пороговой энергии накачки. Исследовалась зависимость ln(1/R) (где R – коэффициент отражения выходного зеркала) от пороговой энергии накачки для резонатора с различной добротностью. Значение полных внутрирезонаторных потерь, оцененное этим способом, составило $\rho=0{,}1\pm0{,}04$ см$^{-1}$.

Также использовался метод, позволяющий оценить потери в активной среде, связанные с уменьшением инверсной населенности вследствие усиления некогерентного радиационного шума[2]. Согласно работе[2] исследовалась зависимость параметра tg(f), имеющего смысл дифференциального КПД лазерной генерации, поделенного на коэффициент полезных потерь Kr, от величины этих полезных потерь. В результате были оценены коэффициент потерь, вносимых усилением радиационного шума и коэффициент остальных внутрирезонаторных потерь. Значения величин составили, соответственно: $R_{шум}=0{,}026\pm0{,}003$ см$^{-1}$, $\rho=0{,}007\pm0{,}002$ см$^{-1}$.

Была исследована зависимость полных внутрирезонаторных потерь от энергии излучения накачки по методике из работы[2,3]. Для активных сред УФ диапазона спектра, которой является исследованный кристалл $LiCaAlF_6:Ce^{3+}$, характерны фотодинамические процессы, индуцированные излучениями накачки и лазерной генерации[4], и изменения оптических характеристик в процессе лазерной генерации[3]. Добротность резонатора в итоге зависит от энергии излучения накачки, в то время как примененные выше методы a priori полагают коэффициент внутрирезонатоных потерь постоянной величиной, что в случае кристаллических активных сред УФ диапазона не верно.

Суть методики[2] заключается в том, что экспериментальная зависимость энергии лазерной генерации от энергии излучения накачки преобразуется с помощью формулы, представленной в работе[3], в зависимость коэффициента полных внутрирезонаторных потерь от энергии излучения накачки. На рисунке 1 представлена пересчитанная по этой формуле зависимость.

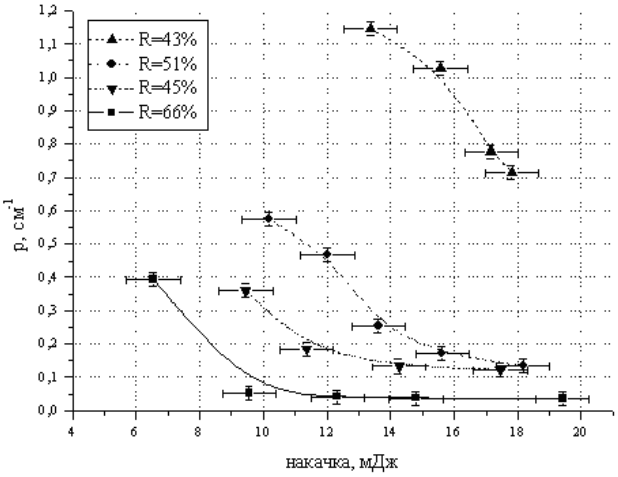



**Рис. 1.** Зависимость коэффициента полных внутрирезонаторных потерь от энергии излучения накачки для активной среды на основе кристалла $LiCaAlF_6:Ce^{3+}$ при различных коэффициентах отражения выходного зеркала резонатора R.

Из рисунка 1 видно, что с увеличением энергии полные внутренние потери уменьшаются. Эта зависимость объясняется образованием за счет излучения накачки и разрушением за счет излучения генерации центров окраски. Чем больше энергии лазерной генерации остается в резонаторе, тем меньше центров окраски.

В результате работы впервые показано, что в кристалле $LiCaAlF_6:Ce^{3+}$ внутренние потери зависят от энергии накачки, это объясняется образованием центров окраски под действием излучения накачки, и разрушением их под действием излучения генерации. Также отработан метод исследования внутрирезонаторных потерь ОКГ, заключающийся в исследовании зависимостей энергии лазерного излучения от энергии накачки в различных условиях, который позволяет наиболее корректно оценить перспективность ее практического использования.


1. D. Finlay, R.A. Clay, *Phys. Lett.,* **20**, №3, p.277-278, (1966).
2. Б.И. Степанов, *Методы расчета оптических квантовых генераторов*, **1**, 484, (1966).
3. V.V. Semashko, A.K. Naumov, A.S. Nizamutdinov, R.Yu. Abdulsabirov, S.L. Korableva, *SPIE Proc.*, 5402, 421–429, (2004).
4. D. S. Hamilton*, Tunable solid state lasers; eds. P. Hammerling, A.B. Budger, A. Pinto*, 80–90, (1985).


# МОДЕЛИРОВАНИЕ АСТИГМАТИЧЕСКИХ КОНВЕРТЕРОВ ЛАЗЕРНЫХ МОД


Зотеева О.В., Хонина С.Н.

Самарский государственный университет им. академика С.П. Королева, Самара, Россия

Данные тезисы содержат информацию о методах получения мод Лагерра-Гаусса. В связи с особыми свойствами и кольцевой структурой распределения они могут быть использованы для захвата и манипулирования наночастицами, а также при построении «оптических пинцетов».

Целью данной работы является моделирование астигматических конвертеров гауссовых лазерных мод. Тема привлекает особое внимание из-за уникальных возможностей, обнаруженных при использовании кольцевых мод Лагерра-Гаусса для манипуляции микрообъектами, захвата и управления движением отдельных атомов и при ускорении электронов. Использование некоторых специфических свойств мод Эрмита-Гаусса, а также свойства преобразований Френеля и Фурье позволяют применять различные способы получения мод Лагерра-Гаусса из имеющихся мод Эрмита-Гаусса.

Кольцевые моды можно получать, исходя из свойств мод Эрмита-Гаусса[1]. Это достигается путем использования линейных комбинаций последних с определенными коэффициентами.

$$\mathrm{u}_{\mathrm{nm}}^{\mathrm{LG}}(r,\varphi,z)=\sum_{k=0}^{N} i^{k}\,\mathrm{b}(n,m,k)\,u_{N-k,k}^{HG}(x,y,z), \qquad (1)$$

где $$\mathrm{b}(\mathrm{n},\mathrm{m},\mathrm{k})=\left(\frac{(N-k)!k!}{2^{N}n!m!}\right)^{\frac{1}{2}}\frac{1}{k!}\frac{d^{k}}{dt^{k}}\left[(1-t)^{n}(1+t)^{m}\right]_{t=0}, \qquad (2)$$

$\mathrm{u}_{\mathrm{nm}}^{\mathrm{HG}}(x,y,z)$ – распределение моды Эрмита-Гаусса,

$u_{nm}^{LG}(r,\phi,z)$ – распределение моды Лагерра-Гаусса.

Но гораздо проще и выгоднее моделировать астигматические лазерные конвертеры[2], позволяющие вместо десятков мод Эрмита-Гаусса, требуемых в линейных комбинациях, обходиться лишь одной и получать необходимые результаты, соответствующим образом меняя конфигурации оптической схемы конвертера. На рисунке 1 приведены схемы одно- и трехлинзового оптических конвертеров.

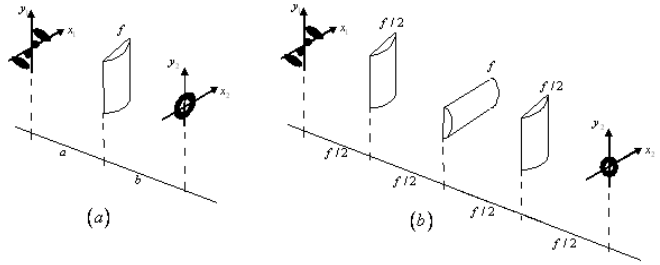



**Рис. 1** (a) однолинзовый, (b) трехлинзовый конвертер

В ходе работы было выяснено, что астигматические конвертеры позволяют выполнять эффективное конвертирование линейных распределений в вихревые.

Таким образом, можно сделать следующие выводы:

- использование средств многоуровневой дифракционной оптики позволяет изготавливать любые суперпозиции мод, но существует сложность получения многоуровневых рельефов, и в случае бинарных рельефов происходит потеря эффективности;

- астигматические конвертеры дают возможность получения вихревых распределений из бинарных, а также эффективность близка к 100%, но на параметры оптической системы и лазерных пучков накладываются определенные ограничения.

То есть, оба метода имеют как достоинства, так и недостатки.


1. M.W. Beijersbergen, L. Allen, H.E.L.O. van der Veen, J. P. Woerdman, *Optics Communications,* **№ 96,** 123-132, (1993).
2. J. Courtial, M. J. Padgett, *Optics Communications*, **№ 159,** 13-18, (1999).


# КОГЕРЕНТНОЕ АНТИСТОКСОВО РАССЕЯНИЕ СВЕТА ОПТИЧЕСКИХ ФОНОНОВ В ИСКУССТВЕННОЙ АЛМАЗНОЙ ПЛЕНКЕ

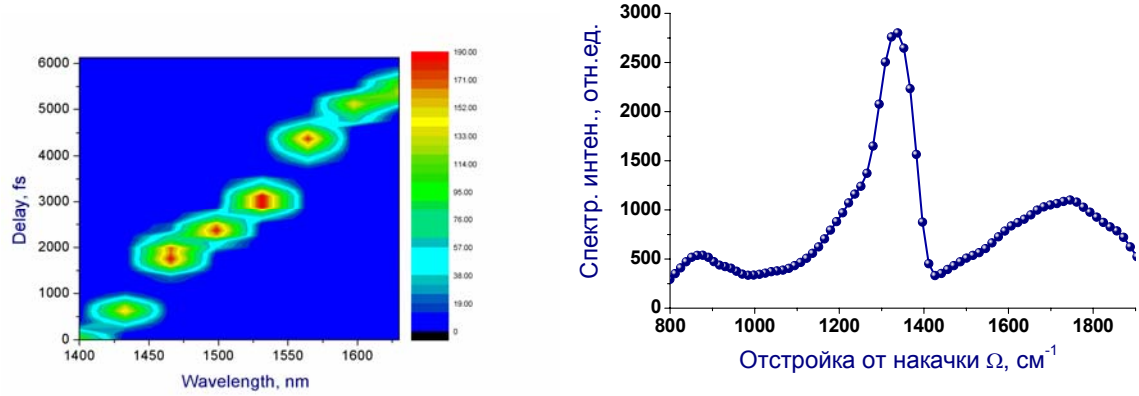

А.А. Ланин , А.Д. Савин, , А.Б. Федотов, и А.М. Желтиков

Физический факультет, Международный учебно-научный лазерный центр,

МГУ им М.В. Ломоносова, Москва, Россия


Искусственный алмаз - перспективный материал для современных оптических технологий, находящий все новые применения для нелинейно-оптического преобразования света [1], генерации широкополосного когерентного излучения [2], квантовой обработки информации [3]. Возбуждение когерентных оптических фононов в искусственном алмазе [4] позволяет глубже исследовать сверхбыструю когерентную динамику электронов и кристаллической решетки в материалах, подобных алмазу.

В нашей работе когерентное антистоксово рассеяние света (КАРС) было использовано для демонстрации когерентного комбинационно-активного возбуждения оптических фононов в искусственном алмазе. В эксперименте импульсы длительностью 90 фс и энергией 13 нДж, полученные из специально-сконструированного генератора на кристалле Cr:forsterite [5], были использованы как излучение накачки ($\omega_p$) на длине волны 1250 нм. В качестве стоксовой волны ($\omega_s$) использовались плавно перестраиваемые по частоте солитоны в области 1300-1700 нм (рис.1а), формирующиеся в фотонно-кристаллическом волокне [6]. Спектры когерентного комбинационно-активного отклика оптических фононов в алмазной пленке на частоте $\Omega_{ph} \approx 1332$ cm$^{-1}$ были получены сканированием разности частот $\omega_p - \omega_s$ вблизи частоты $\Omega_{ph}$. Полученные в экспериментах КАРС-спектры отражают характерную асимметрию (рис.1 б), причиной которой является интерференция резонансной и нерезонансной частей нелинейной восприимчивости алмаза. Амплитуда когерентного комбинационно-активного отклика отражает эффективную связь между полем падающей волны и оптическим фононом, что предлагает привлекательные пути формирования сверхкоротких импульсов, с использованием каскадного вынужденного комбинационного рассеяния света. Проведенные эксперименты показали возможность использовать метод КАРС для высокочувствительного и высокоскоростного детектирования материалов алмазного типа, а также его применения в качестве удобного протокола для считывания комбинационно-активных возбуждений в устройствах оптической памяти, включая квантовую обработку информации.




а) б)

**Рис. 1**. (а) Спектрохронограмма перестраиваемых по частоте солитонов из фотонно-кристаллического волокна, используемые в качестве стоксовой волны в методике КАРС. (б) КАРС-спектр оптического фонона искусственного алмаза.


1. A. A. Kaminskii, V. G. Ralchenko, and V. I. Konov, Laser Phys. Lett. 3, 171 (2006).
2. Miaochan Zhi, Xi Wang, and Alexei V. Sokolov, Opt. Express 16, 12139 (2008)
3. J.Wrachtrup and F. Jelezko, J. Phys.: Condens. Matter, 18, S807 (2006).
4. K. Ishioka, M. Hase, M. Kitajima, and H. Petek, Appl. Phys. Lett. 89, 231916 (2006).
5. A. B. Fedotov, A. A. Voronin, I. V. Fedotov, A. A. Ivanov, and A. M. Zheltikov, Opt. Lett. 34, 851 (2009).
6. D.A. Sidorov-Biryukov, E.E. Serebryannikov, and A.M. Zheltikov, Opt. Lett. 31, 2323 (2006).


# УСТРОЙСТВО ДЛЯ КОМБИНИРОВАНИЯ ЛАЗЕРНЫХ ЛУЧЕЙ НА ОСНОВЕ АНИЗОТРОПНОГО КРИСТАЛЛА


Кузнецов В. А., Строганов В. И., Фалеев Д. С.

Дальневосточный государственный университет путей сообщения, Хабаровск, Россия



Показано, что призмы, позволяющие наблюдать эффект четырехлучеотражения, могут быть использованы для совмещения четырех лучей в одном направлении. Описаны некоторые особенности такого способа совмещения.


В оптическом элементе специальной конфигурации, изготовленном из оптически анизотропного одноосного кристалла, можно наблюдать явление четырехлучеотражения [1]. Оно заключается в том, что один луч, падающий на кристалл, возбуждает внутри кристалла четыре луча, идущие в разных направлениях (рис. 1). Первоначально в кристалле луч распадается на обыкновенный (*o*) и необыкновенный (*e*) лучи. Затем обыкновенный луч при полном внутреннем отражении от наклонной грани призмы порождает лучи *oo* и *oe*, а необыкновенный – лучи *eo* и *ee* (первая буква соответствует падающему на отражающую грань лучу, вторая – отраженному лучу). К настоящему времени свойства таких элементов хорошо изучены.

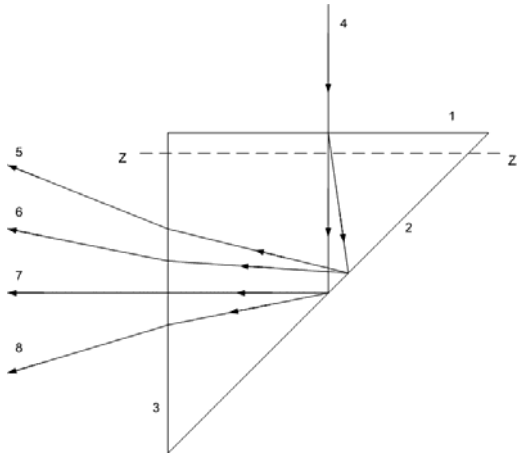



**Рис. 1.** Призма, позволяющая наблюдать явление четырехлучеотражения. 1 – «входная» грань призмы, 2 – отражающая грань, 3 – «выходная» грань, 4 – падающий луч, 5-8 – выходящие лучи, ZZ – оптическая ось кристалла, лежащая в плоскости «входной» грани под углом 45° к основанию

Указанный оптический элемент можно использовать не только для деления одного луча на четыре, но и для совмещения в одном направлении от двух до четырех лучей. Такое совмещение может быть использовано в оптической связи, в нелинейной оптике для получения суммарных и разностных частот, в квантовой электронике, для совмещения мощных лазерных лучей и в других областях оптики. Ранее совмещение лучей осуществлялось на основе специально рассчитанных под конкретную задачу призм, изготовленных из кристалла кальцита. Конфигурация призм и настройка были достаточно сложны [2]. Ниже для данных целей предлагается использовать призму полного внутреннего отражения, имеющую в основании прямоугольный равнобедренный треугольник, изготовленную из оптически анизотропного одноосного кристалла с достаточно большой величиной двулучепреломления, например, из парателлурита или каломели. Оптическая ось кристалла при этом должна располагаться под углом 45° к основанию призмы, параллельно одной из граней, которая будет использоваться для ввода лучей.

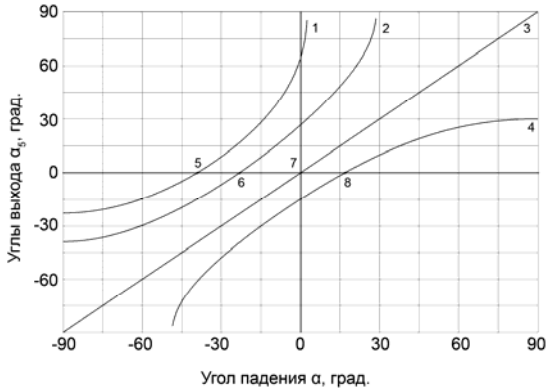



**Рис. 2.** Зависимость углов выхода от угла падения для призмы из каломели. Типы взаимодействий: 1 – *eo*, 2 – *ee*, 3 – *oo*, 4 - *oe*. Точки пересечения графиков с осью абсцисс 5-8 определяют углы падения лучей, подлежащих совмещению

На рис. 2 и 3 представлены зависимости углов выхода лучей $\alpha_5$ от углов падения α для кристаллов каломели и парателлурита. При этом углы падения, отсчитанные от нормали по часовой стрелке, считаются положительными, против часовой стрелки – отрицательными. Углам выхода знаки приписываются противоположным образом.

Изменяя углы падения входящих лучей, можно совместить четыре луча в любом направлении. Однако, наиболее удобным является направление их распространения, нормальное выходной грани призмы, то есть направление с $\alpha_5 = 0$. При нормальном падении на входную грань призмы под этим углом выйдет луч *oo*. Из рис. 2 и 3 видно, что возможны такие углы падения, при которых нормально из кристалла будут выходить также лучи *oe*, *eo* и *ee*; таким образом их можно будет совместить. Например, для совмещения четырех лучей в кристалле каломели необходимо направить на призму лучи под углами α = –39,2°; – 23,2°; 0°; 16,7. Для кристалла парателлурита эти углы составляют –8,6°; –4,5°; 0°; 4,2°. При этом одна пара падающих лучей должна быть поляризована параллельно оптической оси кристалла, а другая – перпендикулярно ей.

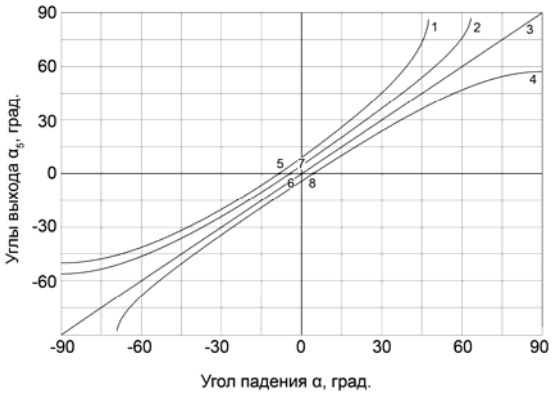



**Рис. 3.** Зависимость углов выхода от угла падения для призмы из парателлурита. Обозначения аналогичны рис. 2

Достоинством таких систем совмещения оптических лучей на основе одной треугольной монопризмы является простота конструкции, простота изготовления оптических элементов и удобство работы.

Отметим, что одной из особенностей данных призм является наличие помимо четырех совмещенных лучей еще двух пар совмещенных лучей, которые будут выходить из кристалла с разных сторон от четырех совмещенных лучей. Из кристалла каломели одна из этих пар выйдет под углом –14,8°, вторая – под углом 16,7°. Для кристалла парателлурита эти углы равны –4,1° и 4,2°. Таким образом, всего из призмы выйдут восемь лучей, четыре из которых будут распространяться в одном направлении, а две пары – в двух других направлениях (рис. 4). Дополнительные пары лучей могут служить своеобразным каналом сравнения.


1. Л. В. Алексеева, Б. И. Кидяров, П. Г. Пасько, И. В. Повх, В. И. Строганов, *Оптический журнал*, **69**, № 6, 79-81, (2002).
2. C. C. Wang, G. W. Racette, *Applied Optics*, **4**, № 6, 759-761, (1965).

# СЕКЦИЯ 5. ОПТИЧЕСКАЯ ИНФОРМАТИКА

## АССОЦИАТИВНАЯ ПАМЯТЬ НА ОСНОВАНИИ СТИМУЛИРОВАННОГО ФОТОННОГО ЭХО С ВРЕМЕННЫМ КОДИРОВАНИЕМ ДАННЫХ В РЕЖИМЕ ХОПФИЛДА-ЛИТТЛА

Воробьёва В.Е.*, Калачев А.А.*,**, Самарцев В.В.*,**
* Казанский государственный университет, Казань, Россия
** Казанский физико-технический институт КазНЦ РАН, Казань, Россия

В данной работе была рассмотрена модель оптической нейронной сети с ассоциативной памятью на основе фотонного эха с временным кодированием данных. Был произведен расчёт напряжённости электрического поля откликов СФЭ, генерируемых при многократном прохождении световых сигналов. Разработана компьютерная модель, показавшая, возможность ассоциативная выборка информации. Увеличение порядка эхо сигналов позволяет значительно улучшить качество воспроизводимой информации.

В этом докладе мы рассмотрим возможность использования стимулированного фотонного эха для теоретической разработки модели нейронной сети с временным кодированием данных[1]. Предположим, что сеть образована из N связанных между собой нейронов. В модели Хопфилда временное кодирование данных означает, что импульсы представляют собой последовательность из *N* коротких импульсов. Наличие импульса в такой последовательности соответствует «1», а его отсутствие – «0». Различные комбинации «единиц» и «нулей» в такой последовательности задают массив информации. С ростом порядка эхо-сигнала, получаемого в результате многократного прохождения световых сигналов в системе, существенно улучшается качество воспроизведения информации.

Известно, что после воздействия на среду трех лазерных импульсов генерируется несколько откликов. Один из них формируется, в момент времени $2\tau_{12}+\tau_{23}$ и носит название «стимулированное эхо». Эти сигналы и представляют наибольший практический интерес, а так же их аналоги, возникающие при многоимпульсном воздействии на резонансную среду[2].

Расчёт напряженности электрического поля СФЭ – $E_{echo}$ в приближении малых импульсных «площадей» (или слабых импульсов) записывается в виде

$$\mathbf{E}_{echo} \sim (\mathbf{E}_{01} \otimes \mathbf{E}_{02}) \oplus \mathbf{E}_{03} = \mathbf{E}_{03} \oplus (\mathbf{E}_{01} \otimes \mathbf{E}_{02}) = (\mathbf{E}_{01} \otimes \mathbf{E}_{03}) \oplus \mathbf{E}_{02} = \mathbf{E}_{02} \oplus (\mathbf{E}_{01} \otimes \mathbf{E}_{03}) = \mathbf{E}_{01} \otimes (\mathbf{E}_{02} \oplus \mathbf{E}_{03}) = \mathbf{E}_{01} \otimes (\mathbf{E}_{03} \oplus \mathbf{E}_{02})$$

где знак $\oplus$ обозначает операцию свертки $\mathbf{f(\phi(\oplus g(\phi(=\int_{-\infty}^{\infty} f(t)g(\phi-t)dt}$

и $\otimes$ обозначает операцию корреляции $\mathbf{f(\phi(\otimes g(\phi(=\int_{-\infty}^{\infty} f^{*}(t)g(\phi+t)dt}$

а напряженность $\mathbf{E_{0n}}$ - напряженность электрического поля *n*-го возбуждающего импульса.

Схема временной ассоциативной памяти на основе СФЭ представлена на Рис.1. и является активным оптическим резонатором, внутрь которого помещается образец (резонансная среда). Вместо обычных зеркал на его границе установлены «активные зеркала». В отличие от обычного зеркала луч, отраженный таким активным зеркалом, полностью повторяет путь падающего луча независимо от угла падения последнего. Поэтому все лучи после отражения активным зеркалом вновь попадают на образец. Запись информации осуществляется первыми двумя лазерными импульсами с волновыми векторами $\mathbf{k_1}$ и $\mathbf{k_2}$. После воздействия третьего лазерного импульса система высвечивает обычный сигнал СФЭ, которые распространяется в направлении $\mathbf{k}^{(1)}_{\mathbf{echo}} = \mathbf{k_3} + \mathbf{k_2} - \mathbf{k_1} = \mathbf{k_2}$, если $\mathbf{k_1} = \mathbf{k_3}$. Пройдя через пороговое устройство, сигнал, отражаясь от активного зеркала, под тем же углом попадает на образец. Сигнал СФЭ действует на резонансную среду как следующий возбуждающий импульс, после которого высвечивается еще один сигнал СФЭ, который мы будем называть СФЭ второго порядка. Этот сигнал распространяется в направлении $\mathbf{k}^{(1)}_{\mathbf{echo}} = -\mathbf{k_2} + \mathbf{k_2} - \mathbf{k_1} = -\mathbf{k_1}$ – обратном направлению распространения первого импульса. Отражаясь от второго активного зеркала, сигнал проходит через полупрозрачное зеркало и пороговое устройство, вновь попадая на образец, в результате образуется петля обратной связи и достигается высокий порядок сигналов СФЭ.

Расчет сигналов СФЭ, формируемых в такой системе, приводит к следующим выражениям для напряженности их электрического поля в приближении малых площадей[3]:

$\mathbf{E}^{(1)}_{\mathbf{echo}} = \mathbf{E_{01}} \otimes (\mathbf{E_{03}} \oplus \mathbf{E_{02}})$, СФЭ первого порядка;

$\mathbf{E}^{(2)}_{\mathbf{echo}} = \mathbf{E_{01}} \otimes (\mathbf{E}^{(1)}_{\mathbf{echo}} \oplus \mathbf{E_{02}})$, СФЭ второго порядка;

$\mathbf{E}^{(n)}_{\mathbf{echo}} = \mathbf{E_{01}} \otimes (\mathbf{E}^{(n-1)}_{\mathbf{echo}} \oplus \mathbf{E_{02}})$, СФЭ *n*-го порядка.

В случае, когда информация, заложенная в третьем (считывающем) импульсе является полной версией первого (объектного) импульса и второй импульс имеет вид дельта функции $\mathbf{E_{02}} = \delta(t - t_2)$. Тогда сигнал СФЭ второго порядка восстанавливает информацию, которая комплексно сопряжена информации, заложенной в первом (объектном) импульсе.

Также информация, содержащаяся в объектном импульсе, воспроизводится сигналом СФЭ и в том случае, когда считывающий импульс представляет собой часть объектного импульса.(Рис.2.) Этот факт и служит основой для ассоциативной памяти в режиме СФЭ.

Пусть считывающий(третий) импульс будет неполной версией объектного(первого) импульса $\mathbf{E_{03}} = \widehat{\mathbf{E}}_{\mathbf{01}}(t - t_3)$, тогда первый порядок СФЭ высвечиваемый резонансной средой после воздействия первого, второго и третьего импульсов, будет равен:

$$\mathbf{E}^{(1)}_{\mathbf{echo}}(t) = \widehat{\mathbf{E}}_{\mathbf{01}}(t - t_3) \oplus (\delta(t - t_2) \otimes \mathbf{E_{01}}(t)) = \delta'(t - t_2 - t_3)$$

где $\delta' = \mathbf{E_{01}} \otimes \mathbf{E_{01}}$ - приблизительная дельта функция.

Второй порядок СФЭ высвечиваемый резонансной средой при воздействии на нее первого, второго импульсов и сигналов СФЭ первого порядка имеет вид:

$$\mathbf{E}^{(2)}_{\mathbf{echo}}(t) = \delta'(t - t_2 - t_3) \oplus (\delta(t - t_2) \otimes \mathbf{E_{01}}(t)) = \mathbf{E'}^{*}_{\mathbf{01}}(-t + 2t_2 + t_3)$$

где $\mathbf{E'}^{*}_{\mathbf{01}} = \widehat{\mathbf{E}}_{\mathbf{01}} \otimes \mathbf{E_{01}} \otimes \mathbf{E_{01}}$.

Таким образом, качество воспроизведения информации пропорционально степени корреляции между объектным и считывающим импульсом.

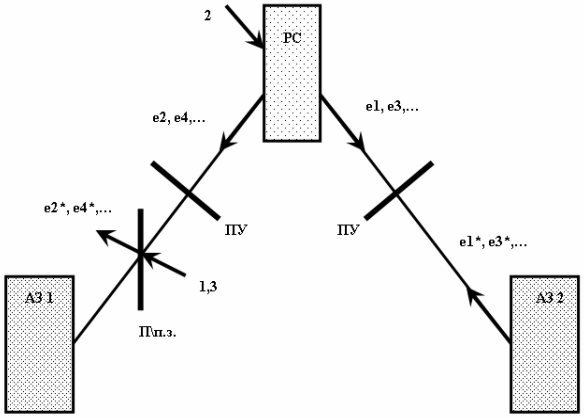



**Рис.1.** Система ассоциативной памяти высокого порядка на основе стимулированного фотонного эха. РС – резонансная среда, АЗ – активные зеркала (зеркала, обращающие волновой фронт), ПУ – пороговое устройство, 1,2,3-входные импульсы, $e_n$ и $e_n^*$ эхо с прямым и обращенным фронтом, соответственно, где $n$=(1,2,3,..) – порядок эхо сигнала

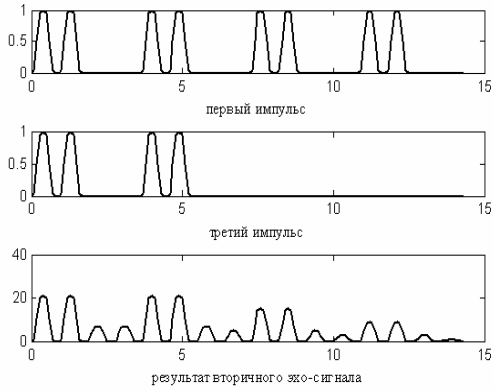



**Рис. 2.** Временная форма сигнала СФЭ второго порядка в случае, когда считывающий импульс является неполной версией объектного импульса

Компьютерное моделирование данной нейронной сети показало, что в ней возможна ассоциативная выборка информации, то есть даже по части информации, содержащейся в считывающем импульсе, можно полновтью восстановить информацию, содержащуюся в объектном импульсе.


1. Н.А.Бажанова, А.А.Калачев, В.В.Самарцев, *Известия Академии наук*, **64.**, 2018, (2000).
2. Э.А.Маныкин, В.В.Самарцев, *Оптическая эхо-спектроскопия,* 272, (1984).
3. И.В.Евсеев, Н.Н.Рубцова, В.В.Самарцев, *Фотонное эхо и фазовая память в газах,* 490, (2009)


## ЭФФЕКТИВНОСТЬ ЗАПИСИ КВАНТОВОЙ ИНФОРМАЦИИ В ОПТИЧЕСКОЙ ЭХО-ГОЛОГРАФИИ


Нефедьев Л.А., Русанова И.А.
Татарский государственный гуманитарно-педагогический университет, Казань, Россия

Развитый теоретико-информационный метод исследования квантовых информационных процессов в резонансных средах с фазовой памятью использован для исследования записи квантовой информации после воздействия последовательности двух лазерных объектных импульсов. Рассмотрена эффективность записи информации от длительности элемента сообщения и мощностей объектных лазерных импульсов, с учетом параметров резонансной среды.

Для исследования эффективности процессов преобразования и обработки информации, заложенной в кодировке объектного импульса [1,2], использован ранее развитый теоретико-информационный метод исследования квантовых информационных процессов в двухуровневых резонансных средах с фазовой памятью.

Информация, заложенная в объектном импульсе, оказывается распределенной между отдельными изохроматами неоднородноуширенной линии. Возникает “информационно - фазовая решетка” в пределах неоднородноуширенной линии резонансного перехода, динамика которой зависит как от времен релаксаций системы, так и от параметров объектного импульса. Объектный импульс представим как последовательность (эшелон) $n$ импульсов при условии $n\delta t << T_1, T_2$, где $T_1$ и $T_2$ - времена продольной и поперечной необратимой релаксации рассматриваемой системы, $\delta t$ - длительность элемента сообщения. При воздействии объектных лазерных импульсов на среду, классическая информация, заложенная в них, преобразуется в квантовую структурную информацию, носителем которой являются переходные динамические решетки, описываемые матрицей плотности $\rho$. Сопоставив такой матрице взвешенный граф, меру структурной квантовой информации определим мерой неопределенности структуры такого графа [3]. Используя решения для матрицы плотности при взаимодействии атома с отдельной Фурье-компонентой поля импульса, с усреднением по частотам неоднородно уширенной линии, количество структурной квантовой информации $J_q(\omega', \Omega')$ определяем как пространственно-частотное распределение q - битов в пределах неоднородно уширенной линии резонансного перехода двухуровневых атомов как:

$$J_q = \int_{-\infty}^{\infty} g_1(\omega') d\omega' \int_{-\infty}^{\infty} g_2(\Omega') J_q(\omega', \Omega') d\Omega',$$

где $g_1(\omega')$ - функция распределения по частотам Фурье - спектра объектного импульса, нормированная на импульс единичной площади длительности $n\delta t$, $g_2(\Omega')$ -функция распределения по частотам неоднородноушир енной линии резонансного перехода. Найдена зависимость количества квантовой информации от длительности элемента сообщения первого кодового лазерного импульса (Рис.1.) Динамика эволюции количества квантовых битов зависит как от времен релаксации системы,

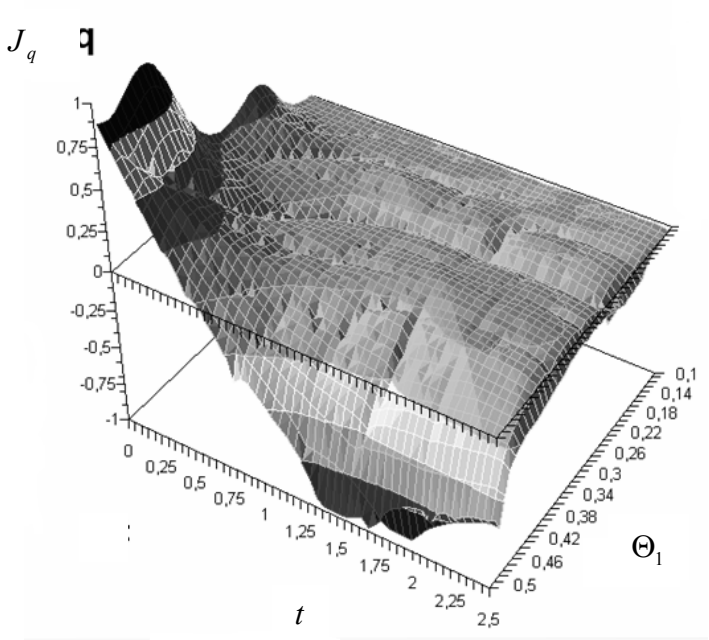



**Рис. 1.** Временная эволюция количества квантовой информации $J_q$ в зависимости от мощности первого объектного лазерного импульса $\Theta_1$ с учетом длительности элемента сообщения $\delta t$ ( $\Theta_1 \sim n\delta t$ , $T_2^* = 0{,}1nc$ , $T_2 = 0{,}5nc$ , $T_1 = 2{,}5nc$ )

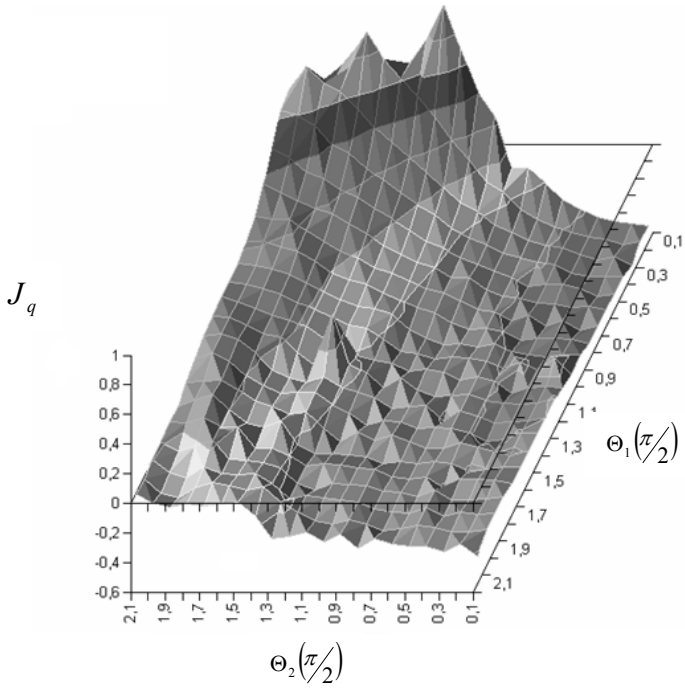



**Рис. 2.** Эффективность записи квантовой информации $J_q$ в зависимости от мощности первого $\Theta_1$ и второго $\Theta_2$ объектных лазерных импульсов

так и от характеристик объектного импульса. Влияние времени необратимой релаксации $T_2^*$ приводит к разрушению суперпозиционных состояний, но наличие перепутанных состояний может приводить к отрицательным значениям квантовой информации (аналогично явлению квантовой телепортации) [3,4]. Выявлены

оптимальные значения длительности элемента сообщения объектного лазерного импульса. Исследована эффективность записи квантовой информации от мощностей возбуждающих двух лазерных импульсов (Рис.2.). Показано, что эффективность преобразования и обработки квантовой информации зависит как от времен релаксаций системы, так и от характеристик воздействующих лазерных объектных импульсов[5]. Количество квантовой информации $J_q = f(\Theta_1, \Theta_2)$ более чувствительно к изменению площади 2-го кодового импульса, что позволяет управлять процессом записи информации.


1. Л.А. Нефедьев, В.В.Самарцев, *ЖПС.* **47** № 4 640, (1987).
2. A.A. Kalachev, L.A. Nefediev, V.V. Samartsev, *Proc. SPIE*. **2798** (1995) 147.
3. L.A. Nefed'ev, I.A. Rusanova, *Опт. и спектр.,* **90**, 1001, (2001).
4. N.J. Cerf, C. Adami, *Phys.Rev.Lett.* **79** № 26 (1997) 5194.
5. С.Я.Килин, *УФН*. **169** № 5 (1999) 507.
6. Л.А. Нефедьев, И.А. Русанова, *Пятая международная конференция молодых ученых и специалистов «Фундаментальные проблемы оптики-2006»*, Санкт-Петербург 15 – 19 октября (2007).


# РЕЗУЛЬТАТЫ СОГЛАСОВАНИЯ КОГЕРЕНТНОГО ИСТОЧНИКА ИЗЛУЧЕНИЯ И МНОГОМОДОВЫХ ОПТИЧЕСКИХ СВЕТОВОДОВ


Яблочкин К.А.

Поволжский государственный университет телекоммуникаций и информатики, Самара, Россия



Представлены результаты эксперимента по уменьшению влияния эффекта DMD в инсталлированных локальных сетях передачи данных на основе строго соосного ввода излучения в многомодовое ОВ с выхода когерентного источника.


Основными вариантами применения многомодовых волокон на современных сетях связи являются структурированные кабельные системы (СКС), локальные, ведомственные и гибридные оптические сети с активным применением технологии FTTD (Fiber To The Desk). Все перечисленные выше приложения волоконных световодов на существующих сетях обеспечивают необходимое соотношение цена-качество для телекоммуникационных проектов со скоростью не превышающей 622 Мбит/с. Однако при изменении требований к полосе пропускания (переход от Fast Ethernet к технологии 10 Gigabit Ethernet) возникает ряд серьезных проблем. Активное оборудование мультигигабитных локальных сетей передачи данных использует когерентные источники излучения – одномодовые лазерные диоды или маломодовые лазеры VCSEL, поддерживающие необходимую частоту модуляции. Такое совместное применение лазеров и многомодовых оптических волокон приводит к проявлению эффекта дифференциальной модовой задержки (DMD)[1]. На сегодняшний день известно достаточно большое число способов и устройств

согласования «лазер – многомодовое оптическое волокно (ОВ)», позволяющих уменьшить проявление данного эффекта, управляя процессами возбуждения в световодах модовых групп заданного порядка. Наиболее широко применяемый способ смещенного ввода[2], регламентированного стандартами IEEE 802.3z и 802.3ae[3] обеспечивает равномерное распределение мощности сигнала с выхода источника между всеми возбуждаемыми модами в многомодовом ОВ, что существенно снижает проявление эффекта DMD. Данное увеличение числа модовых компонентов сигнала приводит к снижению полосы пропускания и, как следствие, к уменьшению протяженности регенерационного участка. Напротив, при строго соосном вводе практически вся мощность сигнала передается основной моде, что позволяет увеличить полосу пропускания[4]. Определенный интерес представляет возможность реализации подобного метода согласования на основе соосного ввода без применения сложных схемных решений, используя «традиционные» полевые средства монтажа соединений ОВ. Предлагаемый в работе способ согласования базируется на сварном соединении одномодового и многомодового ОВ, выполненном по специальной модифицированной программе аппарата Ericsson FSU-975, уникальная система юстировки которого обеспечивает совмещение оптических осей сердцевин, в том числе и при сварке волокон неодинаковой конструкции.

Для эксперимента было отобрано 14 бухт ОВ, сильно отличающихся по качеству изготовления, протяженностью 200 – 400 м, условно сгруппированных по приблизительным датам выпуска: 80-е, 90-е и 2006 г. Контроль искажения формы сигнала осуществлялся с помощью измерителя коэффициента широкополосности многомодовых ОВ ИД-6, модифицированного для измерения ДМЗ[5], по результатам анализа формы сигнала на выходе тестируемого ОВ с исходной длительностью 200 пс, возбуждаемого одномодовым лазерным диодом ($\lambda$ =1310 нм). Предварительно для каждого из образцов ОВ были проведены измерения DMD в двух направлениях без применения каких-либо специальных устройств согласования. Ввод сигнала с выхода источника выполнялся через типовую оптическую розетку FC/PC. Далее измерения проводились с инсталляцией предложенного устройства согласования, одномодовый порт которого подключался к выходу источника, а многомодовый – к тестируемому ОВ. На рис. 1 представлены результаты измерений формы сигнала без применения (а) и с использованием устройства согласования на основе соосного ввода (б) для образцов с сильным и слабым проявлением DMD.

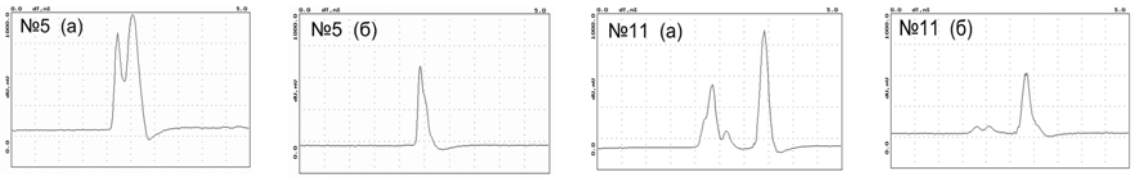



**Рис. 1.** Результаты измерения формы сигнала на выходе тестируемых образцов ОВ до (а) и после (б) применения устройства согласования

Анализ полученных результатов показал следующее. В тех случаях, когда форма сигнала на выходе тестируемого образца ОВ была искажена, однако при этом локальные пики находились внутри одной огибающей импульса, применение предложенного устройства согласования позволило полностью устранить эффект DMD (рис. 1, образец №5). В случае наиболее сильных искажений, когда регистрировалось разделение формы сигнала на отдельные компоненты, наблюдалось значительное уменьшение амплитуд модовых составляющих высших порядков вплоть до их полного подавления (рис. 1, образец №11). Предложенный

способ согласования на основе соосного ввода и его реализация с помощью традиционных полевых средств монтажа соединений ОВ позволяет практически полностью устранить нежелательный эффект возбуждения высших мод и значительно уменьшить проявление DMD.


1. А. В. Листвин, В. Н. Листвин, Д.В. Швырков, Оптические волокна для линий связи. – М.: ЛЕСАРарт, 2003.- 288 с.
2. L. Raddatz et al, *J. Lightwave Technology,* **16**(3), 324 – 331(1998).
3. S. Bottacchi *Multi-Gigabit transmission over multimode optical fibre. Theory and design methods for 10GbE systems*. – West Sussex: Wiley, 2006. – 654 p.
4. M. Duser et al, *Electronics Letters*, **36**(1).
5. А.В. Бурдин, *Фотон-Экспресс*, **5-6**(69-70), 20 – 22 (2008).


# МОДЕЛИРОВАНИЕ ВВОДА ИЗЛУЧЕНИЯ В ПЛАНАРНЫЙ ВОЛНОВОД С ПОМОЩЬЮ РЕШЕТКИ И ФОТОННО-КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ ЛИНЗЫ


Ковалев А.А., Налимов А.Г., Котляр В.В.

Институт систем обработки изображений РАН, г. Самара, РФ

Самарский государственный аэрокосмический университет имени академика С.П. Королева, г. Самара, РФ



С помощью программы FullWAVE (www.rsoftdesign.com) для решения уравнений Максвелла разностным FDTD-методом, промоделировано трехмерное устройство нанофотоники, состоящее из субволновой дифракционной решетки, широкого и узкого планарных волноводов и фотонно-кристаллической линзы Микаэляна, расположенных в тонкой пленке кремния на подложке из трех периодов зеркала Брегга, каждый период которого состоит из слоя кремния и плавленого кварца. Устройство предназначено для ввода сфокусированного лазерного пучка с фокусным пятном $3 \times 4.6$ мкм$^2$ с длиной волны 1.55 мкм в узкий планарный волновод шириной 500 нм, что приводит к “сжатию” площади сечения входного пучка в 125 раз. Моделирование показало, что эффективность устройства равна 32% от энергии сфокусированного на решетку линейно поляризованного эллиптического гауссова пучка и 52%, если решетку осветить участком плоской волны.


Для решения задач нанофотоники требуется свет, доставляемый к устройствам с помощью одномодового волокна (диаметр сечения 9 мкм), вводить в планарные волноводы в пленке кремния (сечение 450 × 220 нм). При простой стыковке торцов волокна и волновода вводится всего 0.1% световой энергии моды волокна. Поэтому обычно на пленке кремния делают дифракционную решетку [1] с периодом 580-600 нм и глубиной канавок около 50 нм (эффективность, полученная при моделировании такой решетки, составляла 28%). Известны также другие подходы: наклонные решетки на индии-фосфате [2] (эффективность 30%), использование линзы для фокусировки излучения на решетку [3] (экспериментальная эффективность 29%). Введенное в широкий волновод излучение необходимо также передать в узкий волновод. Для такого сопряжения можно использовать тейперы [4] (сужающиеся

волноводы, недостатком которых является большая их длина 30-130 мкм), либо планарные фотонно-кристаллические линзы [5-8]. В работе [5] с помощью 2D-моделирования было получено фокусное пятно с диаметром по полуспаду интенсивности 0.54λ (эффективность ввода составила 60%). В [6] было получено фокусное пятно диаметром 1.27λ. В [7, 8] рассмотрена ФК-линза Микаэляна, фокусирующая свет вблизи своей поверхности. С помощью такой линзы можно формировать безаберрационное фокусное пятно меньше дифракционного предела, а во-вторых, узкий сопрягаемый волновод можно приблизить вплотную к линзе.

В данной работе приводятся результаты трехмерного моделирования полного устройства сопряжения, включающего и решетку для ввода сфокусированного гауссова пучка в широкий планарный волновод, и ФК-линзу Микаэляна для согласования мод широкого и узкого волноводов. На рис. 1 показана 3D схема устройства, которое включает решетку, ФК-линзу Микаэляна и два сопрягаемых планарных волновода. На подложке (три периода зеркала Брегга) из кремния и кварца расположена тонкая пленка (толщиной 220 нм) кремния шириной $h_2 = 4.6$ мкм в области поверхностной решетки, линзы и широкого волновода и шириной $s = 0.5$ мкм в области выходного узкого волновода. Длина всего устройства 17 мкм. Для ФК-линзы $l_m = 3$ мкм, промежуток волновода между решеткой и линзой $l = 4$ мкм (величина этого участка не сильно влияет на эффективность, и его длину можно менять). На устройство (рис. 1) под углом 34° в области решетки падает эллиптический гауссов пучок с линейной поляризацией (электрический вектор имеет только одну проекцию $E_x$) с площадью перетяжки $3 \times 4.6$ мкм$^2$ (в этом случае эффективность максимальная).

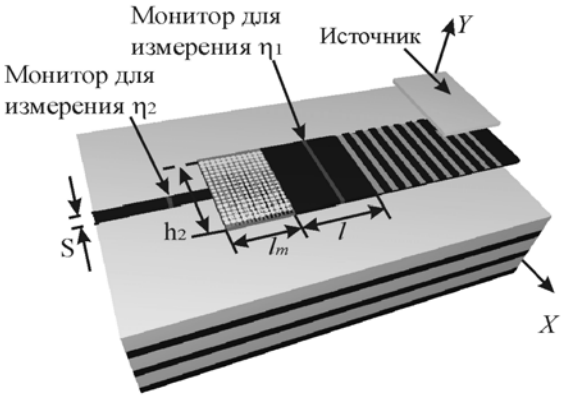
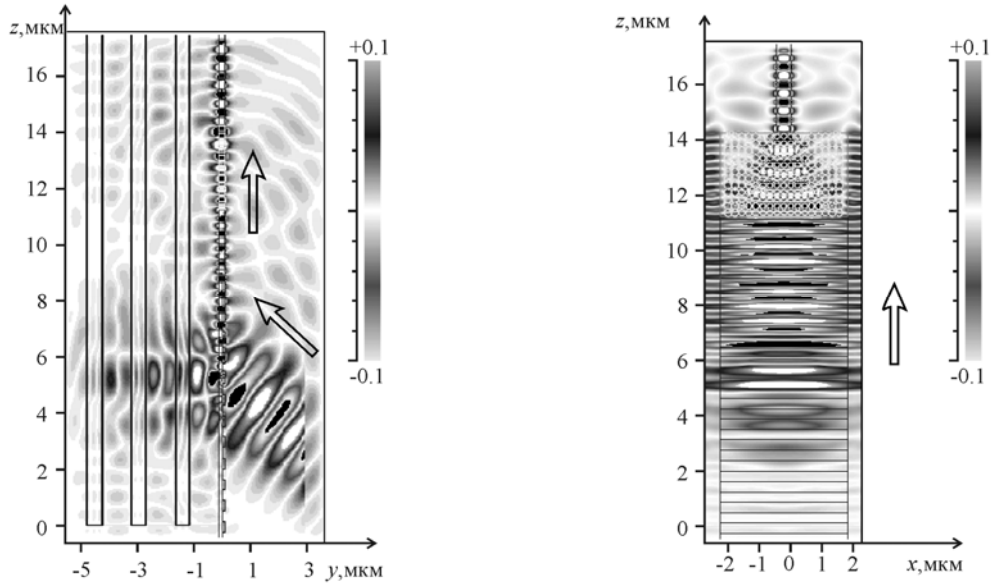



**Рис. 1.** Схема устройства нанофотоники, включающего решетку, широкий волновод, ФК-линзу, узкий волновод и подложку – зеркало Брегга

На рис. 2 показано мгновенное распределение амплитуды электрического поля $E_x(x, y, z)$ в плоскости ZY (а) и плоскости ZX (б).




а) б)

**Рис. 2.** Мгновенное распределение амплитуды электрического поля $E_x(x,y,z)$ для всего устройства: в плоскости ZY (а) и плоскости ZX (б), стрелками показано направление распространения света

С помощью программы FullWAVE показано, что эффективность такого устройства нанофотоники составляет 32%, и при этом происходит “сжатие” площади сечения гауссова пучка (3 × 4.6 мкм) в площадь моды узкого волокна (0.22 ×0.5 мкм) в 125 раз. Если осветить дифракционную решетку участком плоской волны, то эффективность повышается до 52%. Причем эффективность ввода решеткой сфокусированного гауссова пучка в широкий планарный волновод равна 62.5%, а эффективность сопряжения широкого (4.6 мкм) и узкого (0.5 мкм) волноводов с помощью ФК-линзы Микаэляна равна 46%. Для плоской волны две последние цифры увеличиваются соответственно – 78% и 67%.

Работа выполнена при поддержке российско-американской программы «Фундаментальные исследования и высшее образование» (грант CRDF PG08-014-1), гранта Президента РФ поддержки ведущих научных школ (НШ-3086.2008.9) и грантов РФФИ 08-07-99007.

1. D. Taillaert, W. Bogaerts, P. Bienstman, T. Krauss, P. Van Daele, I. Moerman, R. Baets, *IEEE J. Quantum Electron.*, **38**, №7, 949–955, (2002).
2. F. Van Laere, M.V. Kotlyar, D. Taillaert, D. Van Thourhout, T.F. Krauss, R. Baets, *IEEE Photonics Technology Letters*, **19**, №6, 396-398, (2007).
3. R. Orobtchouk, A. Layadi, H. Gualous, D. Pascal, A. Koster, S. Laval, *Appl. Opt.*, **39**, №31, 5773-5777, (2000).
4. M. Spuhler, B. Offrein, G. Bona, R. Germann, I. Massarek, D. Erni, *J. Lightwave Technol.*, **16**, №9, 1680-1685, (1998).
5. H. Chien, C. Chen, *Opt. Express*, **14**, №22, 10759-10764, (2006).
6. Q. Wu, J. Gibbons, W. Park, *Opt. Express*, **16**, №21, 16941-16949, (2008).
7. Я.Р. Триандафилов, В.В. Котляр, *Компьютерная оптика*, **31**, № 3, 27-31, (2007).

8. В.В. Котляр, Я.Р. Триандафилов, А.А. Ковалев, М.И. Котляр, А.В. Волков, Б.О. Володкин, В.А. Сойфер, Л. О'Фелон, Т. Краусс, *Компьютерная оптика*, **32**, № 4, 326-336, (2008).

# ПРИМЕНЕНИЕ ИТЕРАТИВНЫХ МЕТОДОВ ВОССТАНОВЛЕНИЯ ИЗОБРАЖЕНИЙ В ОПТИКО-ЦИФРОВЫХ КОРРЕЛЯТОРАХ

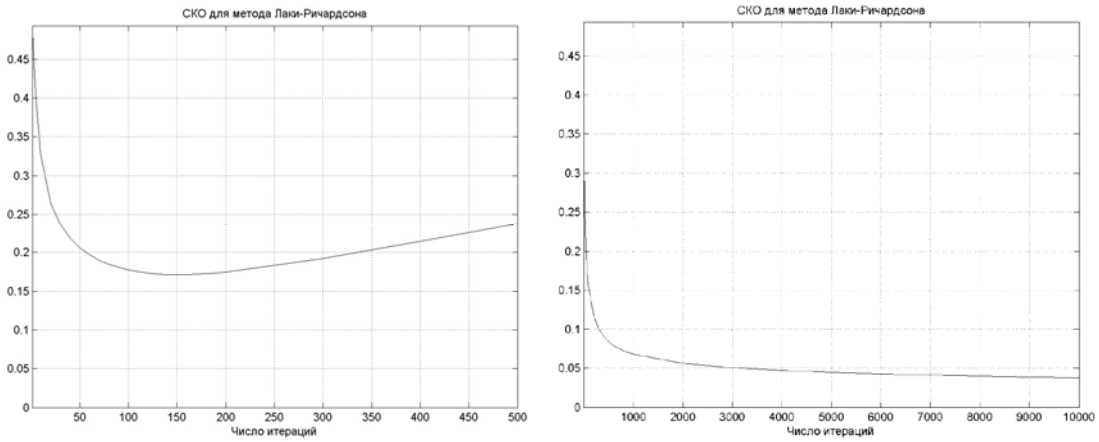
М.В. Конник, Л.Б. Сережкин
Московский инженерно-физический институт (государственный университет), Москва, Россия

Рассмотрены и программно реализованы итеративные методы для восстановления распознаваемых изображений по корреляционным сигналам. Выполнены численные эксперименты по восстановлению как тестовых изображений с моделированием шумов, так и реальных снимков.

Применение цифровых фото и видео камер в дифракционных оптических корреляторах, позволяет помимо распознавания объектов[1] выполнять оптическое кодирование и восстановление их изображений. Для решения задачи восстановления изображений в таких корреляторах были применены неитеративные линейные методы[2].

В работе проведен анализ итеративных методов восстановления изображений, ориентированных на наличие шумов Пуассона и Гаусса, характерных для цифровых матричных фотоприемников. Были отобраны и программно реализованы 7 итеративных методов, проверена их работоспособность на различных тестовых изображениях, как не содержащих шумов, так и с модельным шумом статистики Гаусса.

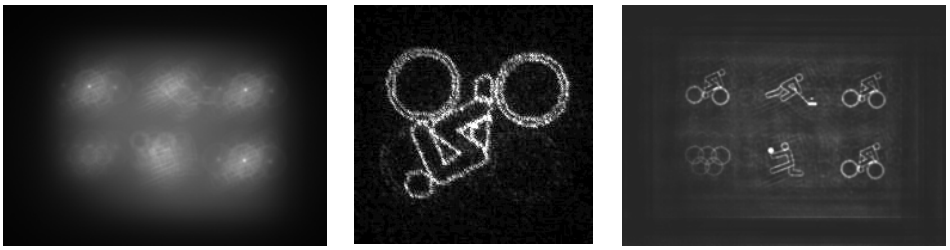
На рис. 1 представлены графики среднего среднеквадратического отклонения (СКО) восстановленных изображений от исходных для зашумленного (а) и незашумлённого (б) изображений от числа итераций. Можно видеть, что при наличии шума результат восстановления ухудшается при увеличении числа итераций. По результатам проведённых экспериментов были отобраны алгоритм Меца и алгоритм Лаки-Ричардсона.




а) б)

**Рис. 1.** Графики СКО: а) для зашумлённого изображения (наим. СКО 17%, 150 итераций), б) для незашумлённого изображения (наим. СКО 5%, 10000 итераций).

Измерены шумовые характеристики типичных цифровых камер, применяемых в оптико-цифровых дифракционных корреляторах. С использованием полученных экспериментальных результатов выполнено тестирование итеративных и неитеративных методов на синтезированных зашумленных изображениях. Из численных экспериментов установлено, что при малом отношении сигнал / шум (менее 30) лучшим визуальным качеством обладают изображения, восстановленные итеративным методом Лаки-Ричардсона. Этот метод, во всех случаях, обеспечивал ср. кв. отклонение от исходного изображения примерно на 10% меньшее, чем одношаговый инверсный фильтр с регуляризацией по Тихонову.



а) б) в)

**Рис. 2.** Изображения: а) обрабатываемое, б) импульсный отклик, в) восстановленное методом Лаки-Ричардсона за 1000 итераций.

Проведены сравнительные эксперименты по восстановлению реальных оптически закодированных изображений итеративным методом Лаки-Ричардсона и одношаговым инверсным фильтром с регуляризацией по Тихонову. На рис. 2 изображены корреляционные сигналы (а), импульсный отклик оптико-цифровой системы (б) и восстановленные изображения (в) после 1000 итераций. Применение итеративного метода требовало примерно в 50 раз больше времени, чем применение одношагового фильтра. Несмотря на это, как следует из полученных результатов, в целом итеративные методы обеспечивают передачу большего числа градаций серого, большую контрастность и характеризуются меньшим уровнем шумов на восстановленных изображениях, чем неитеративные методы.

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки РФ (Программа "Развитие научного потенциала высшей школы", проект РНП.2.1.2.1103).

1. Starikov S.N., et.al., *Proc.SPIE*, **6245**, 62450C, (2006).
2. Starikov S.N., et.al., *Proc.SPIE*, **6574**, 65740J, (2007).

# СЕКЦИЯ 6. ОПТИЧЕСКИЕ МАТЕРИАЛЫ И ТЕХНОЛОГИИ

## ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРАЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК АЛМАЗНЫХ ФОТОПРИЕМНИКОВ НА ОСВНОВЕ СИНТЕТИЧЕСКОГО И ПРИРОДНОГО СЫРЬЯ.

А.В. Ермакова*, М.С. Русецкий*, Н.М. Казючиц*, А.С. Шуленков**
*Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь
**УП "Минский НИИ радиоматериалов", Минск, Беларусь

В данной работе исследованы абсолютные спектральные чувствительности алмазных фотоприемников из природного и синтетического сырья в ультрафиолетовом (УФ) диапазоне. Показано, что УФ фотоприемники на основе синтетических алмазов не мене чувствительны, чем детекторы на основе природного сырья типа IIa.

Регистрация ультрафиолетового (УФ) излучения фотоприемниками на основе кремния или арсенида галлия осложняется необходимостью экранирования или фильтрации излучения видимого диапазона. Этого недостатка лишены "солнечно слепые" фотоприемники на основе более широкозонных материалов, таких как карбид кремния, нитрид галлия, алмаз.

Целью нашей работы была оценка чувствительности УФ фотоприемников, изготовленных из синтетических монокристаллов алмаза производства РУП "Адамас-БГУ" [1], по сравнению с приемниками из природных кристаллов типа IIa.

Синтетическое монокристаллы алмаза были выращены методом температурного градиента в интервале температур 1750-1800 К и давлении 5,4-5,5 ГПа в Fe-Ni расплаве с использованием беспрессовых аппаратов высокого давления типа "разрезная сфера". Из кристаллов вырезались пластинки толщиной 300-400 мкм, на которых формировались контактные слои с помощью ионной имплантации бора. Образцы первого типа имели две встречно-штыревые системы контактов на освещаемой поверхности пластинок и сплошной контакт на тыльной. Электрическая активация имплантированного бора осуществлялась с помощью отжига в вакууме при температуре 1400 °С. Образцы второго типа с имплантированным бором сплошным контактом на одной из поверхностей дополнительно отжигались в ростовой камере при температуре 1900 °С и давлении 6 ГПа в течение 8 часов. После такого отжига цвет имплантированных областей изменился с черного на бледно-голубой. При измерении спектров фотопроводимости образцы освещались излучением дейтериевой лампы. Напряжение смещения между освещаемым и тыльным контактами составляло 30 В.

На рисунке 1 показана абсолютная спектральная чувствительность исследуемых алмазных фотоприемников в УФ области. Структура спектра для

образцов первого типа имеет одинаковый вид, независимо от исходного сырья. Максимальная чувствительность приходится на длину волны 220 нм, которая резко падает к нулю при длинах волн больше 230 нм. В тоже время, абсолютная чувствительность в максимуме образцов из синтетического сырья в 4 раза выше, чем в образцах из природных кристаллов, и составляет 0,48 А/Вт, что превышает предельно возможные значения для этой длины волны (0,18 А/Вт).

Образцы второго типа из синтетического сырья характеризуются такой же высокой абсолютной чувствительностью, но имеют расширенный в длинноволновую область спектральный диапазон. Структура спектра образцов этого типа зависит от выбора освещаемой поверхности. Как следует из рисунка 2, сдвиг спектральной чувствительности в длинноволновую область наблюдается при освещении легированной бором поверхности. При освещении тыльной нелегированной бором поверхности образцов второго типа структура спектра имеет такой же вид, как и в образцах первого типа.

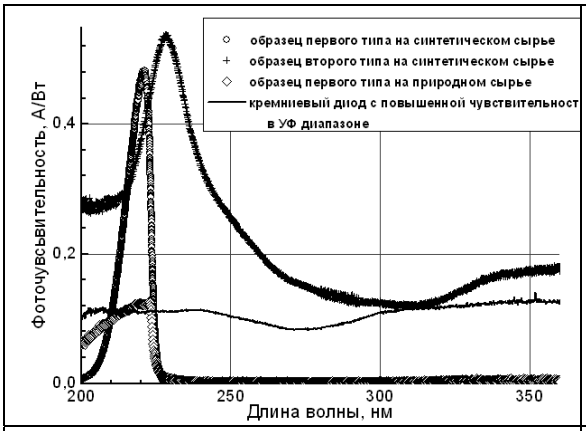



**Рис. 1** Спектральная чувствительность алмазных фотоприемников

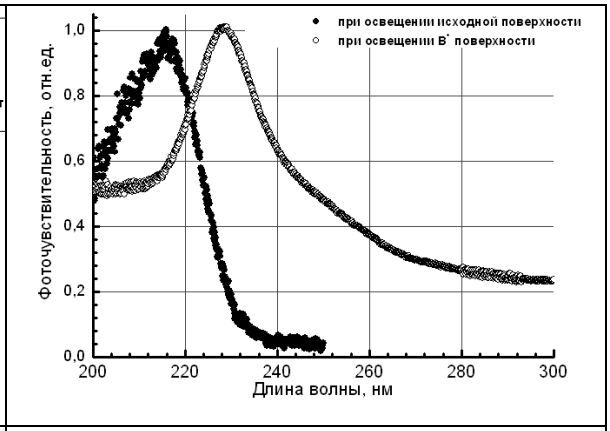



**Рис. 2** Спектральная чувствительность образцов второго типа

Таким образом, изготовленные УФ фотоприемники на основе синтетических алмазов РУП "Адамас-БГУ" не мене чувствительны, чем детекторы на основе природного сырья типа IIa. Превышение абсолютной чувствительности над теоретическим пределом в синтетическом сырье свидетельствует о внутреннем усилении сигнала фотопроводимости. Дополнительное легирование синтетических алмазов бором с последующей термобарической обработкой позволяет управлять спектральной чувствительностью фотоприемников.


1. http://www.bsuproduct.by/index.php/.48....0.0.0.html


## ИССЛЕДОВАНИЕ ФОТОПРОВОДИМОСТИ ФТОРИДНЫХ КРИСТАЛЛОВ $LiY_{1-X}Lu_XF_4$, АКТИВИРОВАННЫХ ИОНАМИ $Ce^{3+}$


Нуртдинова Л.А., Семашко В.В., Гвийо Я.*, Низамутдинов А.С., Кораблева С.Л., Наумов А.К., Жубер М.-Ф.*

Казанский государственный университет им. В.И. Ульянова-Ленина, Казань, Россия

* Университет Лион 1 им. Клода Бернара, Лион, Франция

Проведены измерения фотопроводимости серии диэлектрических кристаллов $LiY_{1-X}Lu_XF_4:Ce^{3+}$, индуцированной УФ импульсным лазерным излучением. Установлены спектральные и энергетические зависимости сечения поглощения из возбужденного состояния ионов $Ce^{3+}$.

Попытки получения перестраиваемой лазерной генерации в широкозонных диэлектических кристаллах, активированных ионами редких земель, сталкиваются с рядом проблем, связанных с возникновением различных фотодинамических процессов под действием высокоэнергетичного УФ излучения возбуждения.[1] Такие процессы, как образование центров окраски электронного и дырочного типа, внутренний фотоэффект и другие, обусловлены не только переходами между энергетическими состояниями самого иона-активатора, но и переходами, в которые вовлечены энергетические состояния матрицы-основы. Следовательно, для исследования свойств совокупной системы активный ион - кристаллическая матрица необходимо привлекать альтернативные методы, одним из которых служит исследование фотопроводимости диэлектрических кристаллов, индуцированной УФ излучением накачки.[2]

В качестве объектов исследования были выбраны кристаллы $LiY_{1-X}Lu_XF_4$, активированные ионами $Ce^{3+}$, с переменным содержанием ионов Y, Lu и Ce.

Целью нашего исследования является изучение процессов фотопроводимости, возникающих под действием УФ излучения накачки. При помощи измерений фотопроводимости предполагалось определить значения сечения поглощения из возбужденного состояния, установить его зависимости от длины волны, энергии возбуждения, а также от катионного состава матрицы-основы. Кроме того, ожидалось, что на основании анализа полученных данных удастся построить полную схему энергетических состояний иона-активатора относительно энергетических зон кристалла.

В ходе исследования применялись две методики измерения фотопроводимости: традиционная[3] и микроволновая[4]. Обе методики основаны на регистрации проводимости, возникающей в результате появления свободных электронов в зоне проводимости (дырок в валентной зоне) диэлектрического кристалла при его облучении УФ лазерными импульсами.

Спектральные зависимости сечения поглощения из возбужденного состояния, полученные при помощи обеих методик при использовании одного источника излучения возбуждения, показали наличия полосы поглощения из возбужденного состояния с максимумом в области 260-270 нм.

Чтобы разделить процессы поглощения из основного и возбужденного состояний иона церия, были проведены эксперименты по измерению фотопроводимости в схеме с двумя лазерными источниками излучения возбуждения. Первый источник (накачки, на длине волны 300 нм) был предназначен для населения первого возбужденного 5d-состояния ионов трехвалентного церия, тогда как второй источник (зондирования, длина волны варьировалась в УФ и видимом диапазонах в зависимости от используемого лазера в диапазонах 220-320 нм и 430-700 нм) был призван возбуждать переходы из первого возбужденного 5d-состояния иона церия в зону проводимости. Предварительные результаты экспериментов при помощи традиционной методики показали, что поглощение из возбужденных состояний возникает на длинах волн зондирования короче 300 нм, что позволяет сделать предположение о том, что основное состояние ионов церия находится на уроне

порядка 18 000 см$^{-1}$. Аналогичные эксперименты с использованием микроволновой методики ведутся в настоящий момент.

Кроме того, при помощи микроволновой методики измерения фотопроводимости были зарегистрированы кинетики фотопроводимости исследуемых материалов. Результаты этих измерений, наряду с результатами традиционных спектрально-кинетических исследований образцов, будут использованы при анализе и обсчете зарегистрированных энергетических зависимостей фотопроводимости при помощи четырехуровневой энергетической модели исследуемых материалов.

Полученные результаты находятся в согласии с теоретическими расчетами и результатами спектрально-кинетических, фотохимических и лазерных исследований данных кристаллических сред.


1. В.В.Семашко, *Физика твердого тела*, **47**, 5, 1450-1454 (2005)
2. D.S.Hamilton, S.K.Gayen, G.J.Pogatshnik, R.D.Ghen, W.J.Miniscalco, *Phys. Rev. B*, **39**, 13, 8807-8815 (1989)
3. U.Happek, S.A.Basun, J.Choia, J.K.Krebsa, M.Raukas, *J. of Alloys and Comp*, **303-304**, 198-206 (2000)
4. M.-F.Joubert, S.A.Kazanskii, Y.Guyot, J.-C.Gâcon, J.-Y.Rivoire, C.Pédrini, *Opt. Mater.*, **24**, 137-141 (2003)


# АНАЛИЗ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ПОЛЯРИЗАЦИИ В ОПТИЧЕСКОМ ВОЛОКНЕ


Прокопович М.Р., Войтенок М.А., Смеликова И.Н.
Дальневосточный государственный университет
путей сообщения, Хабаровск, Россия



Статья посвящена исследованию влияния траектории луча, распространяющегося в оптически неоднородной среде, на его поляризацию. Приведен расчет и теоретическое обоснование преобразования линейной поляризации в эллиптическую при внесении возмущения в среду передачи.


При распространении света в локально изотропной оптически неоднородной среде возможно изменение состояния его поляризации. В оптически неоднородной среде с медленно изменяющимся показателем преломления при распространении линейно поляризованного света происходит поворот плоскости поляризации света. Если направление фотона медленно описывает замкнутую кривую в пространстве направлений, то он приобретает дополнительную фазу. Поворот плоскости поляризации определяется фазой Бери.

Эффект влияния траектории света на его поляризацию был впервые интерпретирован как результат спин-орбитального взаимодействия фотона. При распространении света в оптически неоднородной среде в результате взаимодействия спина фотона (поляризации) и его орбитального момента наблюдается изменение траектории циркулярно-поляризованных лучей при изменении знака циркулярности. В оптически неоднородной среде пространственная структура поля и его поляризация оказываются связанными.

Для теоретического обоснования вращения плоскости поляризации, исследовалась спекл-картина модового поля, полученного в результате воздействии излучения с длиной волны 0,63 мкм на невозмущенное одномодовое оптическое волокно. При этом из торца оптического волокна выходит конус излучения, ограниченный числовой апертурой оптического волокна. Внутри конуса интенсивность излучения распределена в соответствии с полем семи модовых пятен $HE_{11}$ $E_{01}$ $H_{01}$ $HE_{12}$ $EH_{11}$ $HE_{21}$ $EH_{22}$, из которых $E_{01}$ $H_{01}$ $HE_{12}$ $EH_{11}$ $HE_{21}$ $EH_{22}$ имеют одинаковую интенсивности, размеры и форму. Три моды, включая центральную основную моду имеют линейную поляризацию. Остальные четыре моды, образованные меридиональными лучами, имеют сдвиг фаз между ТМ и ТЕ составляющими, рассчитанный по формулам:

$$tg\varphi_{TE} = \frac{\sqrt{n_1^2 \sin^2 Q_1 - n_2^2}}{n_1 \cos Q_1} = 0{,}6353 \qquad (1)$$

$$tg\varphi_{TM} = \frac{n_1^2}{n_2^2} \frac{\sqrt{n_1^2 \sin^2 Q_1 - n_2^2}}{n_1 \cos Q_1} = 0{,}6397, \qquad (2)$$

где $n_1$ – показатель преломления сердцевины (1,462), $n_2$ – показатель преломления оболочки (1,457), $Q_1$ – угол падения луча внутри сердечника ($86^o$).

Из этого следует, что разность фаз составляет

$$\varphi_{TM} - \varphi_{TE} = 0{,}18^\circ \qquad (3)$$

Это значение разности фаз соответствует одному отражению, что объясняет эллиптическую поляризацию моды. С каждым последующим отражением сдвиг фаз увеличивается, превращая эллиптическую поляризацию в круговую. Через каждые 25,7 см волокна картина поляризации полностью повторяется. При этом поляризация четырех мод, образованных меридиональными лучами, равна, но попарно направлена в противоположные стороны, что при сложении дает итоговую линейную поляризацию всего модового поля (рис. 1а).

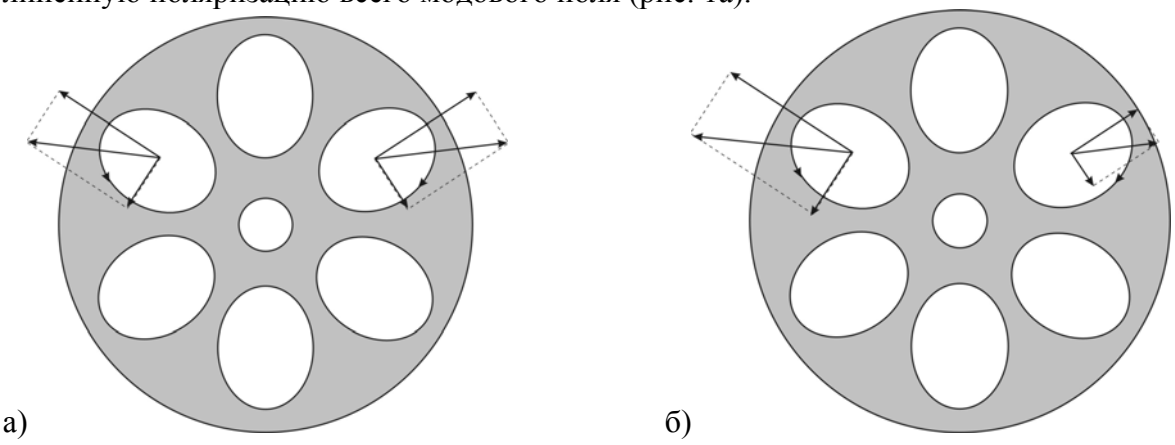



**Рис. 1.** Вращение плоскости поляризации противоположных мод
а) невозмущенного оптического волокна;
б) волокна под воздействием вибраций

При воздействии на волокно физических полей: механических, температурных, электрических, магнитных, – поле мод изменяется. При перемещении возмущения меняется распределение поля мод, количество распространяемых мод, а также происходит их вращение.

Рассмотрим случай такого внешнего воздействия на оптическое волокно как вибрации, при котором возникает только изменение интенсивности каждой моды, поэтому при сложении противоположных мод с эллиптической поляризацией не происходит их гашение друг относительно друга (рис. 2).

При таком условии можно наблюдать эллиптическую поляризацию всего модового поля оптического волокна.

# МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СТРУКТУР С НАМАГНИЧЕННЫМ СЛОЕМ

Быков Д. А., Досколович Л. Л.
Учреждение Российской академии наук
Институт систем обработки изображений РАН, Самара, Россия
Самарский государственный аэрокосмический университет
им. С. П. Королёва, Самара, Россия

В работе рассмотрены магнитооптические свойства двухслойной структуры, состоящей из диэлектрической дифракционной решётки и слоя намагниченного перпендикулярно штрихам решётки. Показано, что такая структура обладает магнитооптическими резонансами, проявляющимися в изменении коэффициентов отражения и пропускания для обеих поляризаций. Представлено объяснение наблюдаемых эффектов, связанное с возбуждением TE- и TM- мод структуры.

Резонансные магнитооптические (МО) свойства периодических дифракционных структур, содержащих намагниченные слои, являются предметом интенсивных исследований. В работах[1-2] рассмотрены структуры, состоящие из металлической дифракционной решётки и диэлектрического намагниченного слоя. В данных работах показана связь МО резонансов с возбуждением дифракционной решёткой квазиволноводных мод в намагниченном слое. При использовании металлической дифракционной решётки МО эффекты ограничены случаем TM-поляризации падающей волны[2]. Использование дисперсионных соотношений для мод плоскопараллельного волновода при описании условий возникновения МО резонансов[1-2] возможно только для узкого класса структур.

В настоящей работе рассматриваются МО свойства двухслойной структуры состоящей из диэлектрической дифракционной решётки и диэлектрического слоя, намагниченного перпендикулярно штрихам решётки (рис.1).

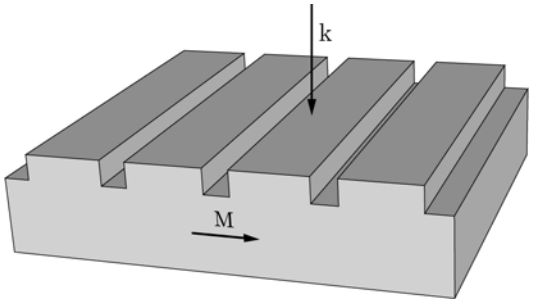



**Рис. 1**. Геометрия рассматриваемой структуры

На основе численного моделирования с использованием метода Фурье-мод[3] показано, что рассматриваемые структуры обладают резонансными МО эффектами, заключающимися в большом изменении (до 80%) коэффициентов пропускания и отражения структуры при намагничивании слоя. Типичные расчётные спектры пропускания структуры (период $d$ = 1100 нм) представлены на рис. 2. Показано, что наблюдаемые резонансы можно отнести к двум типам в зависимости от поляризации моды структуры, связанной с резонансом. Если поляризация моды совпадает с поляризацией падающего излучения то МО эффект проявляется в виде локального смещения спектров пропускания или отражения (рис.2, левый минимум). Смещение связано с изменением условия возбуждения моды структуры при намагничивании материала. Если поляризация моды структуры не совпадает с поляризацией падающей волны, то МО эффект проявляется в появлении новых резонансов в спектре намагниченной структуры (рис.2, два минимума справа).

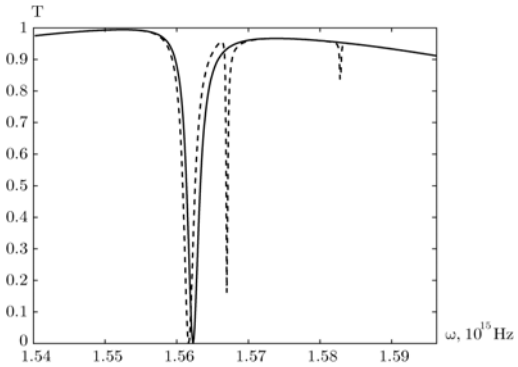



**Рис. 2**. Спектр пропускания и отражения для падающей волны с ТЕ-поляризацией (намагниченный слой — пунктирная линия; ненамагниченный слой — непрерывная)

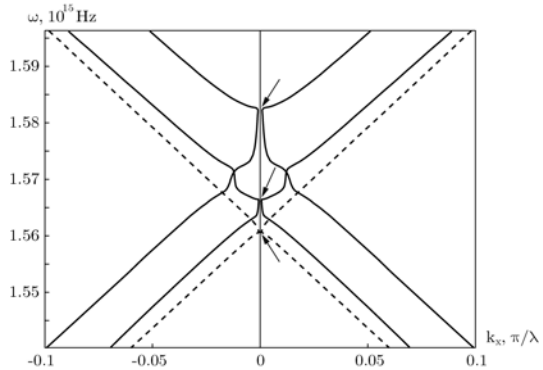



**Рис. 3**. Дисперсия ТЕ- и ТМ- мод структуры в окрестностях наблюдаемых резонансов (ТМ-моды — непрерывные линии; ТЕ-моды — пунктирные линии)

Приведенные объяснения подтверждаются расчётом дисперсионных зависимостей для собственных мод структуры (рис. 3). Частоты резонансов на рис.2 находятся на дисперсионных кривых и отмечены стрелками на рис. 3. Рассмотренная методология применима для объяснения МО резонансов структур более сложного вида. Резонансная природа и большая величина МО эффектов делает перспективным использование рассмотренных структур в МО датчиках и модуляторах света.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 09-07-92421, 07-01-96602, гранта Президента РФ № НШ-3086.2008.9, российско-американской программы «Фундаментальные исследования и высшее образование» (PG08-014-1).

1. V. I. Belotelov, L. L. Doskolovich, A. K. Zvezdin, *Phys. Rev. Lett.*, **98**, № 7, 77401–077404, (2007)
2. V. I. Belotelov, D. A. Bykov, L. L. Doskolovich, A. N. Kalish, V. A. Kotov, A. K. Zvezdin, *Opt. Lett.*, **34**, № 4, 398–400, (2009)
3. M. G. Moharam, E. B. Grann, D. A. Pommet, T. K. Gaylord, *J. Opt. Soc. Am. A.*, **12**, № 5, 1068–1076, (1995)

# ВЛИЯНИЕ КОНФИГУРАЦИИ ЭЛЕКТРОДОВ НА ИНДУЦИРОВАННОЕ ДВУЛУЧЕПРЕЛОМЛЕНИЕ ПРИ ЛИНЕЙНОМ ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКОМ ЭФФЕКТЕ

Лопатина П.С., Криштоп В.В.
Дальневосточный государственный университет путей сообщения, г. Хабаровск, Россия

В работе рассмотрен линейный электрооптический эффекта, возникающий в кристалле ниобата лития при различных конфигурациях электродов. Показана возможность получения топологии электрического поля внутри кристалла ниобата лития по коноскопическим картинам.

Свойства электромагнитных волн в анизотропных кристаллических средах определяются эллипсоидом поверхности показателя преломления.

В некоторых типах кристаллов присутствие внешнего электрического поля вызывает изменение эллипсоида показателя преломления, а, следовательно, и характер распространения электромагнитной волны в среде. Если изменение показателя преломления пропорционально полю, то это соответствует линейному электрооптическому эффекту. На основе этого эффекта создаются удобные и широко распространенные способы модуляции интенсивности или фазы распространяющегося излучения.

Естественное двулучепреломление является постоянной кристалла лишь при определенных температуре и длине волны и в отсутствие внешних электрических, магнитных и механических полей. При наличии внешних полей в кристалле индуцируется наведенное двулучепреломление, которое зависит от свойств кристалла и величины поля.

При воздействие электрического поля на кристалл важную роль играют размеры и форма электродов, так как от них будет зависеть распределение индуцированного двулучепреломления внутри кристалла.

Рассмотрим как будет распределяться электрическое поле внутри кристалла ниобата лития при однородном и неоднородном внешних электрических полях.

Для исследования индуцированного двулучепреломления использовали методику исследования кристаллов в расходящемся поляризованном свете.

На кристалл падает расходящийся пучок поляризованных лучей, каждый из которых разделяется в нем на два луча с взаимно перпендикулярными плоскостями колебаний. После анализатора свет попадает на экран.

В результате интерференции пучков света, проходящих через кристалл под различными углами, возникают характерные интерференционные картины, называемые коноскопическими картинами. Коноскопические картины для кристалла $LiNbO_3$ (размеры кристалла вдоль кристаллофизических осей X, Y, Z соответственно 10 x 10 x 5 мм$^3$). представляют собой набор изохром (чередующиеся темные и светлые кольца) и изогир (темный крест).

Если поместить кристалл во внешнее электрическое поле, коноскопическая картина меняется с ростом напряженности электрического поля.

В ходе эксперимента кристалл помещался в однородное электрическое поле плоских электродов $E_{эл}$= 8 кВ, направленное вдоль оси X, перпендикулярной оптической оси кристалла Z (рис.1.).

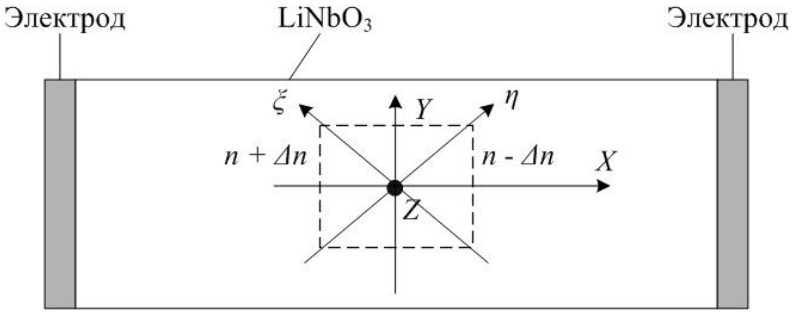



**Рис. 1**. Фронтальный вид кристалла с плоскими электродами

Луч света распространяется вдоль оси Z, при этом для любой поляризации в отсутствие внешнего поля показатель преломления равен $n_o$. Свойства симметрии кристалла и его электрооптический тензор таковы, что в результате линейного электрооптического эффекта (эффекта Поккельса) в плоскости (X, Y) возникают два главных направления ξ и η под углами 45° к осям X и Y с показателями преломления ($n_o - \Delta n$) и ($n_o + \Delta n$), то есть появляются «медленная» и «быстрая» ось, причём $\Delta n = A\ E_{эл}$ (A – некая константа, зависящая только от типа кристалла). Это приводит к появлению в кристалле наведенного двулучепреломления, что также можно видеть по изменению коноскопической картины.

Выходами оптических осей двуосного кристалла являются ближайшие точки гипербол, в которые «растягивается» крест.

По полученным коноскопическим картинам можно определить углы 2θ между индуцированными оптическими осями ξ и η в каждой точке кристалла. По данному углу можно определить величину наведенного двулучепреломления и напряженность электрического поля в каждой области кристалла.

Исходя из полученных в ходе эксперимента коноскопических картин, можно сделать вывод, что наведенное двулучепреломление во всех точках кристалла практически одинаковое, так как коноскопические картины в каждой области кристалла практически не изменяются. Таким образом, при однородном внешнем поле электрическое поле в кристалле также будет однородным.

При помещении кристалла в неоднородное электрическое поле, наведенное двулучепреломление в каждой точке кристалла будет различным. В ходе эксперимента кристалл помещался в неоднородное электрическое поле двух точечных электродов (рис.2.) и плоского и точечного электродов (рис.3.) $E_{эл}$= 8 кВ, направленное вдоль оси X, перпендикулярной оптической оси кристалла Z.

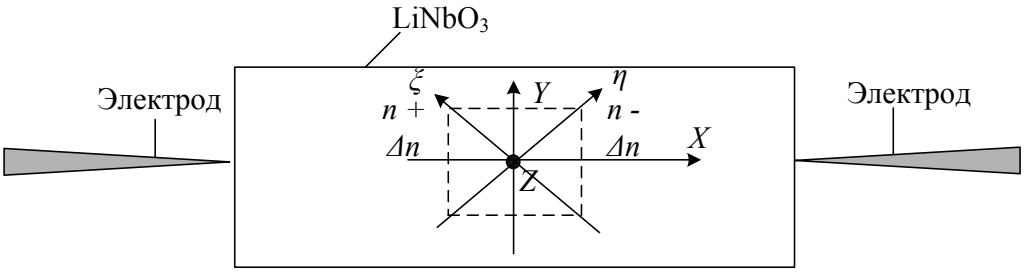



**Рис. 2.** Фронтальный вид кристалла с двумя точечными электродами

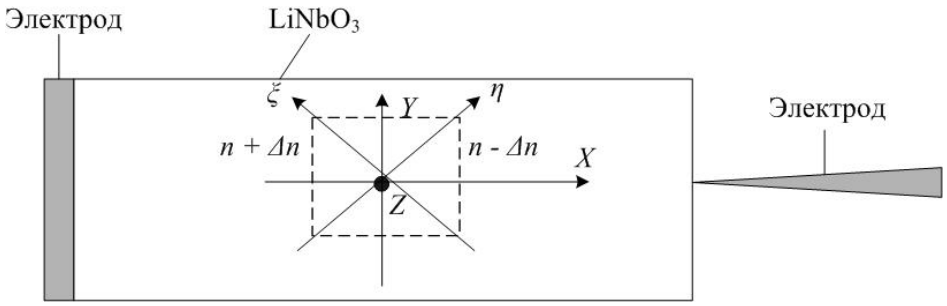



**Рис. 3.** Фронтальный вид кристалла с плоским и точечным электродами

В результате были получены коноскопические картины, характеризующие распределение индуцированного двулучепреломления по всему сечению кристалла для обоих случаев.

В первом случае индуцированное двулучепреломления вблизи точечных электродов велико, а в центре кристалла оно уменьшается до величины индуцированного двулучепреломления в однородном электрическом поле.

Во втором случае поле внутри кристалла распределено не равномерно. Вблизи точечного электрода центральные части коноскопических картин превращаются в овалы, длина большой оси которых изменяется при изменении напряжения, но остается неизменной по направлению.

Таким образом, зная, как ведет себя поле в кристалле, можно эффективно управлять индуцированным двулучепреломлением за счет подбора конфигурации и формы электродов. Метод наблюдения коноскопических картин позволяет сделать вывод о распределении напряженности электрического поля внутри кристалла. В частности можно сделать вывод, что вблизи точечного электрода модуляция света происходит более эффективно.


1. О.Ю. Пикуль, Л.В. Алексскква, И.В. Повх, В.И. Строганов, К.А. Рудой, Е.В. Толстов, В.В. Криштоп, *Изд. вузов. Приборостроение,* **47**, №12, 53-55, (2004).
2. П.С. Лопатина, *Бюллетень научных сообщений*, ДВГУПС, №11, 48-51, (2007).
3. В.В. Криштоп, М.Н. Литвинова, А.В. Сюй, В.Г. Ефременко, В.И. Строганов, А.В. Денисов, О.С. Грунский, *Оптический журнал*, **73**, №12, 42-45, (2006).
4. В.В. Криштоп, В.Г. Ефременко, М.Н. Литвинова, А.В. Ли, В.И. Строганов, В.А. Максименко, А.В. Сюй, *Изд. вузов. Приборостроение*, **49**, №8, 60-63, (2006).


# ПРЯМАЯ ЗАПИСЬ ФАЗОВЫХ ГОЛОГРАММ В ПОЛИМЕРНЫХ СЛОЯХ МНОГОМОДОВЫМ ЛАЗЕРОМ С ДЛИНОЙ ВОЛНЫ 532 НМ


Мармыш Д.Н., Толстик Е.А., Могильный В.В.

Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь


«оптические материалы и технологии», стендовый

Представлены результаты записи фазовых голографических решеток излучением многомодового твердотельного лазера с диодной накачкой. В качестве регистрирующей среды использован новый материал на основе ПММА, который пригоден для эффективной прямой фазовой записи. Продемонстрирована возможность голографической записи с эффективностью более 50 %.

Для демонстрационной голографической записи при обучении студентов оптических специальностей выгодно использовать твердотельные непрерывные лазеры с диодной накачкой, излучающие на длине волны 532 нм, в силу их небольших габаритов и невысокой стоимости. Для учебных целей также своей наглядностью и оперативностью более удобна прямая запись голограмм, когда они формируются непосредственно в процессе экспонирования. Существующие голографические материалы для прямой записи немногочисленны и имеют существенные недостатки, затрудняющие их применение в учебном процессе (низкая чувствительность к излучению 532 нм, сложность приготовления, небольшой срок хранения перед использованием и др.). На физическом факультете Белгосуниверситета создан полимерный материал для записи фазовых голограмм путем модуляции показателя преломления. Полимерной основой материала служит полиметилметакрилат, а фоточувствительной добавкой – производное антрацена с оптическим поглощением оптимальным для $\lambda$=532 нм (рис. 1). Фотоиндуцированное изменение показателя преломления материала $\Delta n \approx 2{,}2 \cdot 10^{-3}$ для длины волны 633 нм. Такая величина $\Delta n$ достаточна, чтобы в слоях толщиной 100 мкм записать голографические решетки с дифракционной эффективностью ≈ 90 %.

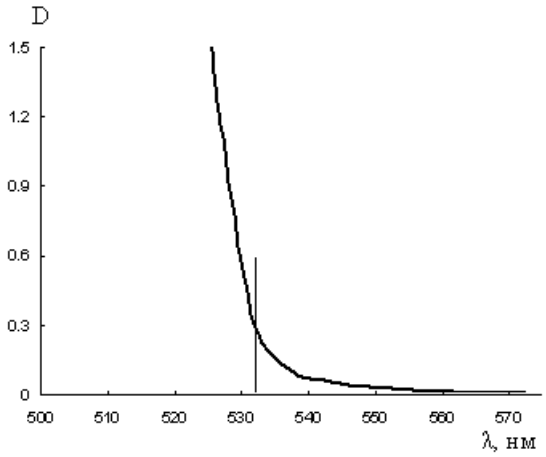



**Рис. 1.** Спектр электронного поглощения фотополимерного материала

Запись голограмм непрерывным лазером с диодной накачкой, генерирующим одну продольную моду, не вызывает существенных затруднений, но стоимость таких лазеров довольно высока. Более привлекательны недорогие многомодовые лазеры, т.е. источники излучения с достаточно низкой когерентностью. На рис. 2 приведен спектр излучения лазера, использованного нами для голографической записи. На рисунке отчетливо выделяются три пика, которые соответствуют трем продольным модам. Излучение с несколькими продольными модами характеризуется степенью когерентности, которая является периодической функцией от времени задержки[1]. При голографической записи это приводит к необходимости строго уравнивать оптические пути предметного и опорного пучков (в нашем случае с точностью в

доли миллиметра). Зачастую это является трудоемкой операцией и требует использования дорогостоящей прецизионной механики.

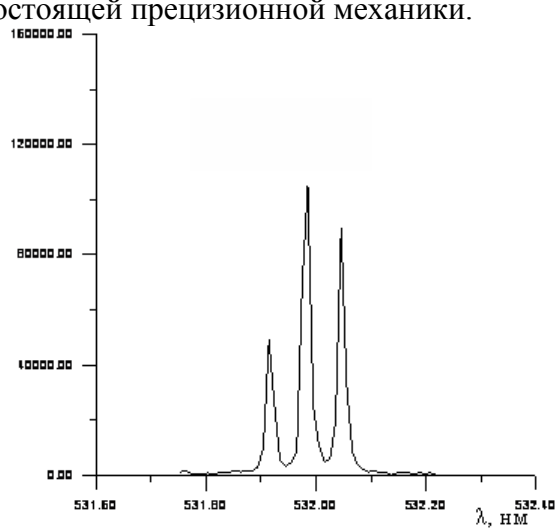



**Рис. 2** Спекр излучения твердотельного лазера с диодной накачкой, длина волны излучения 532 нм, мощность 50 мВт

Тем не менее, наши эксперименты показали, что существует возможность эффективной голографической записи в схеме с различными длинами оптического пути опорного и объектного пучков. Мы связываем это с временной нестабильностью модовой структуры, которая проявляется в изменении интенсивности (и даже числа) генерируемых мод. В результате эффективная в процессе голографической записи когерентность улучшается.

Задачей работы была запись фазовых голографических решеток с эффективностью в десятки процентов в новом полимерном материале с использованием многомодового твердотельного лазера с диодной накачкой.

Для достижения поставленной цели записывали объемные пропускающие голографических решетки с периодом $d$ = 3 мкм с использованием схемы, представленной на рис. 3. Схема позволяет обойтись минимальным набором оптических элементов, однако в ней невозможно уровнять оптические пути объектного и опорного пучков. Для записи использовался лазер с мощностью 50 мВт. Лазерный пучок расширялся до диаметра в 1,5 см.

Регистрирующие стеклообразные слои материала толщиной 100 мкм, нанесенные на стеклянную подложку, содержали различную массовую долю светочувствительной добавки. В экспериментах определяли дифракционную эффективность $\eta$ голографических решеток в зависимости от времени экспонирования. Для этого с помощью фотодиодов измеряли интенсивности опорного и предметного пучков на длине волны записывающего излучения. Дифракционная эффективность рассчитывалась как отношение интенсивностей дифрагированного пучка к сумме пучков за решеткой. Запись проводилась до достижения максимального значения дифракционной эффективности.

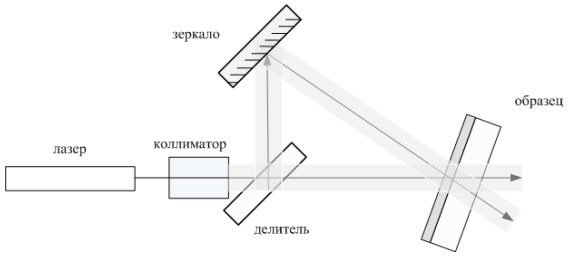



**Рис. 3.** Схема записи пропускающих голограмм

Эксперименты продемонстрировали воспроизводимую эффективную запись голографических решеток. Несмотря на существенную разницу оптических путей опорного и объектного пучков (в несколько сантиметров) были записаны голографические решетки с высокой дифракционной эффективностью. В таблице представлены результаты записи пропускающих голограмм в слоях с различной массовой долей светочувствительного компонента. Оптимальное содержание светочувствительного вещества составляет 19 мас. %. При этом достигается максимальная дифракционная эффективность, которая превышает 50 %. Время экспонирования при записи не превышало 10 минут.

Таблица 1. Параметры голографических решеток

| Номер слоя | Содержание светочувствительного компонента, мас. % | $\eta$, % |
|---|---|---|
| 1 | 30 | 36,8 |
| 2 | 19 | 51,5 |
| 3 | 7 | 17 |

Реализована эффективная прямая запись голограмм в полимерном регистрирующем материале с использованием многомодового твердотельного лазера с длиной волны излучения 532 нм. Несмотря на то, что использование многомодовых источников излучения уменьшает достигаемую дифракционную эффективность, она превышает 50 % даже без использования схемы записи с возможностью уравнивания оптических путей.

1. Кольер Р., Беркхардт К., Лин Л. Оптическая голография. – М.: Мир (1975).

# ГОЛОГРАФИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ГАЛОГЕНСЕРЕБРЯНЫХ МАТЕРИАЛОВ ПРИ ЗАПИСИ В СИНЕЙ ОБЛАСТИ СПЕКТРА

Соколова Е.В., Калинина Н.М.
Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

В этой статье исследованы голографические характеристики галогенсеребряных материалов при записи во встречных пучках в синей области спектра. Определены условия получения дифракционной эффективности до 50 % в промышленных материалах, не сенсибилизированных к синей области. Получено увеличение чувствительности до 8 раз в лабораторных слоях.

Актуальность задачи получения высоких голографических параметров при записи в синей области спектра связана с необходимостью решения практических задач: многоцветной голографической записи, получения защитных элементов и голографической литографии. Для записи в синей области используются преимущественно слои БХЖ и фотополимерные материалы, однако, их чувствительность недостаточна для решения ряда практических задач.

Целью данной работы являлось исследование возможности получения высоких голографических характеристик в синей области спектра при записи во встречных пучках в галогенсеребряных материалах.

Большой практический интерес представляет возможность использования промышленных материалов. В настоящее время выпускаются промышленные материалы, сенсибилизированные лишь к красной и зеленой областям. В данной работе исследовалась возможность получения высоких голографических параметров при записи в синей области спектра в промышленных материалах, не сенсибилизированных к данной области. Исследование характеристик при записи голограмм во встречных пучках проводилось с использованием гелий-кадмиевого лазера на длине волны 442 нм по методике, изложенной в работе [1]. В результате исследований определены энергетические параметры записи и процессы обработки, обеспечивающие дифракционную эффективность до 50 % при низком уровне светорассеяния.

С целью увеличения чувствительности исследована возможность синтеза новых материалов на основе эмульсии РНЦ «Курчатовский институт». В результате оптимизации условий оптической сенсибилизации, условий эмульсификации, позволившей уменьшить размеры светочувствительных нанокристаллов до 10-20 нм, а также условий химико-фотографической обработки, получено увеличение чувствительности (по сравнению с чувствительностью, достигаемой в промышленных материалах) в 4-8 раз при дифракционной эффективности 40-50%.

1. Е.В. Степанова, *Научно-технический Вестник СПб ГУ ИТМО,* № 52, 32-37, (2008).

## ОБЕЗВОЖИВАНИЕ ЛАЗЕРНОГО ФОСФАТНОГО СТЕКЛА КИСЛОРОДОМ ПРИ РАЗЛИЧНЫХ ТЕМПЕРАТУРАХ

Гусев П. Е., Арбузов В. И.
Научно-исследовательский и технологический институт оптического материаловедения, Всероссийский научный центр «Государственный оптический институт им. С. И. Вавилова». Санкт-Петербург, Россия

Исследовалось влияние температуры на кинетику обезвоживания расплава лазерного фосфатного стекла КГСС 0180/35 путем продувки через него кислорода. Показано, что обезвоживание расплава при температуре его гомогенизации и осветления (1100 ˚С) обеспечивает достижение требуемого времени жизни люминесценции ионов неодима в исследуемых стеклах (300 мкс) примерно за то же время, что и при его проведении при температуре варки (1300 ˚С).

Одним из требований к лазерным неодимовым фосфатным стеклам, применяемым для создания крупногабаритных активных элементов усилителей мощных высокоэнергетических лазерных систем, является высокий квантовый выход люминесценции, который экспрессно оценивается по значениям времени жизни люминесценции ионов неодима (τ, мкс). В стекле КГСС 0180/35 (концентрация неодима – $3.5*10^{20}$ $см^{-3}$), производимом в НИТИОМ ВНЦ «ГОИ им. С. И. Вавилова», предельное значение τ должно быть не ниже 300 мкс. Оно может быть, однако, сильно понижено в результате присутствия в стекле примесей гидроксильных групп[1]. Поэтому одной из важнейших задач на пути получения высококачественного стекла является удаление из расплава стекла примесей гидроксильных групп, т. е. обезвоживание стекла. Отработан эффективный способ осушения названного стекла − барботирование расплава сухим кислородом через керамическую трубку при температуре варки (1300 ˚С в течение 10-14 ч)[1]. Данный технологический прием позволяет получать стекло КГСС 0180/35 с величиной τ = 300 мкс, что соответствует квантовому выходу люминесценции ионов неодима в данном стекле, равному 71 %, и удовлетворяет требованиям конструкторов мощных высокоэнергетических лазеров. После проведения стадии обезвоживания расплава стекла КГСС 0180/35 температуру варки снижают до 1100 ˚С, при которой осуществляют осветление и гомогенизацию расплава стекла в течение 8 ч. Логично было бы осуществлять обезвоживание при температуре стадий гомогенизации и осветления, которая обеспечивает получение оптически однородного стекла, не содержащего пузырей. Выбор более высокой температуры процесса барботирования расплава стекла кислородом, равной 1300 ˚С, был обусловлен тем, что с повышением температуры ускоряется диффузия воды из расплава стекла в пузырь сухого кислорода, а также тем, что с повышением температуры снижается вязкость стекла, и насыщенному влагой пузырю кислорода легче подняться на поверхность расплава стекла. Однако, если предположить, что на стадии обезвоживания расплава стекла КГСС 0180/35, осуществляемой при 1100 ˚С, достигается требуемое значение τ, а длительность данной стадии варки при этом существенно не возрастет, то проведение последней при 1100 ˚С позволило бы снизить износ материалов технологического оборудования, контактирующего с расплавом стекла в процессе варки, и, следовательно, концентрации примесей, поступающих в расплав стекла из этих материалов при их растворении, а также упростить технологию варки, проводя ее при постоянной температуре.

В соответствии со сказанным выше целью настоящей работы являлось исследование кинетики процесса барботирования расплава стекла КГСС 0180/35 кислородом, осуществляемого при температурах 1100 и 1300 ˚С.

В работе исследовались лазерные фосфатные стекла марки КГСС 0180/35, сваренные в лабораторных и производственных условиях из боя стекла, полученного из шихты в газопламенной печи и обладающего значением τ, равным 120-130 мкс. В лаборатории стекла варились в 0.2 л. керамическом тигле, а в производственных

условиях – в 70 л. платиновом тигле. Для проведения процесса барботирования расплава стекла кислородом использовались керамические трубки и медицинский кислород с содержанием воды, равным 0.007 г/м$^3$. Пробы стекла отбирались по ходу обезвоживания расплава стекла кислородом и направлялись на измерение времени жизни люминесценции ионов неодима, которое осуществлялось методом дискового тауметра по ОСТ 3-2481-74 с погрешностью измерения 2 %. Образцы для измерений $\tau$ представляли собой кусочки стекла произвольной формы.

Проведенные исследования стекол КГСС 0180/35, сваренных в лаборатории и на производстве, показали, что осуществление процесса обезвоживания расплава стекла кислородом при температуре 1100 ˚С, позволяет получать стекло с требуемым высоким значением времени жизни люминесценции ионов неодима, равным 300 мкс. При этом в лабораторных и промышленных стеклах длительность стадии обезвоживания, осуществляемой при 1100 ˚С, не превышает длительность соответствующей стадии, проводимой при 1300 ˚С и прочих равных условиях.

1. В.И. Арбузов, В.М. Волынкин, С.Г. Лунтер, С.И. Никитина, Г.Т. Петровский, В.Я. Понаморев, А.Д. Семенов, В.С. Сиразетдинов, Ю.К. Федоров, А.В. Чарухчев, В.С. Шашкин, А.В. Шашкин, *Оптический журнал*, **70**, №1, 68-78, (2003).

## $Ag^+/Na^+$ ИОННЫЙ ОБМЕН НА ФОТО-ТЕРМО-РЕФРАКТИВНОМ СТЕКЛЕ

Сгибнев Е.М., Тихонцов С.В., Киселёв С.С.
Санкт-Петербургский государственный университет информационныхтехнологий, механики и оптики,
Санкт-Петербург, Россия

Созданы градиентные оптические волноводы на фото-термо-рефрактивном стекле методом $Ag^+/Na^+$-ионного обмена при разном соотношении концентрации компонентов расплава $AgNO_3/NaNO_3$. Построены профили показателей преломления волноводов и определена зависимость модуляции показателя преломления на поверхности образца от концентрации $AgNO_3$ в расплаве при ионном обмене.

Фото-термо-рефрактивные (ФТР) стекла являются на сегодняшний день перспективным материалом для интегральной оптики. Используемые как эффективный фоторегистрирующий материал для записи объёмных фазовых голограмм, ФТР стекла могут сочетать в себе одновременно лазерные и волноводные свойства, что открывает возможность создания на их основе полифункциональных устройств для интегральной оптики. Другой важной особенностью ФТР стекла является возможность получения полос поглощения, связанных с плазмонным резонансом коллоидных наночастиц серебра, образующихся в облученных УФ светом частях образца при термической обработке. Это открывает перспективы использования ФТР стекла для создания биосенсоров, плазмонных волноводов, а также других различных устройств интегральной оптики, работающих на основе эффекта возникновения плазмонов.

Исследование плазмонных эффектов в ФТР стеклах усложняется невозможностью изготовления таких стекол с изначально высокой концентрацией серебра. В данной работе исследуется возможность увеличения концентрации серебра в поверхностных слоях ФТР стекла методом ионного обмена.

Целью данной работы являлось исследование возможности проведения $Ag^+$-ионного обмена на ФТР стекле, а также получение зависимости увеличения показателя преломления, а следовательно, и концентрации серебра на поверхности стекла от соотношении концентрации компонентов расплава $AgNO_3/NaNO_3$ при ионном обмене.

Ионный обмен проводился в расплаве $AgNO_3/NaNO_3$ при температуре 350ºС в течение 1 часа. Варьируемым параметром являлось соотношение концентрации компонентов расплава. Были проведены опыты с содержанием $AgNO_3$ в расплаве 5, 10, 25, 50, 75 и 100% мол. Далее методом резонансного возбуждения волноводных мод, были определены оптические параметры полученных градиентных волноводов и с использованием метода ВКБ построены их профили показателя преломления.

Полученные данные позволяют оптимизировать получение в поверхностных слоях ФТР стекла нужной концентрации серебра для исследования эффектов, связанных с плазмонным резонансом, а также определять условия получения градиентных оптических волноводов с заданным профилем показателя преломления.

## СОСТАВЫ СТЕКОЛ ДЛЯ СВЕТООТРАЖАЮЩЕЙ ОБОЛОЧКИ

Дяденко М.В.
УО «Белорусский государственный технологический университет», Минск, Республика Беларусь

Данная работа посвящена получению составов стекол для оболочки оптического стекловолокна на основе системы $K_2O–B_2O_3–SiO_2$, модифицированной оксидами BaO и $Na_2O$. Введение указанных оксидов позволяет синтезировать стекла, устойчивые к кристаллизации, с широким выработочным интервалом и требуемым комплексом физико-химических свойств.

Оболочка оптического волокна выполняет две основные функции: уменьшает потери световой энергии, распространяющейся вдоль волокна при отражениях от поверхности раздела жила–оболочка; служит оптической изоляцией, предупреждающей возможность проникновения света из одного волокна в другое в пучке оптических волокон.

В предыдущих работах [1] представлены результаты разработки состава стекла для световедущей жилы оптического стекловолокна, который характеризуется устойчивостью к кристаллизации в области температур формования, узким выработочным интервалом, повышенным значением показателя преломления ($n_D$=1,80) и требуемым уровнем температурного коэффициента линейного расширения (ТКЛР) ($\alpha=78\cdot10^{-7}$ $K^{-1}$).

Однако модифицирование состава стекла для световедущей жилы привело к изменению его температурного хода кривой вязкости. Согласование вязкости стекол для световедущей жилы и оболочки в интервале формования необходимо для качественного вытягивания оптического волокна. При получении волокон

фильерным способом наилучшие результаты достигаются в том случае, когда вязкости указанных стекол в интервале вытягивания отличаются на величину lgη не более чем ±0,5.

С этой целью синтезирована серия «А» опытных стекол на основе системы $K_2O$–$B_2O_3$–$SiO_2$, ограниченной содержанием $SiO_2$ 65–80 %[1], $B_2O_3$ 15–30 % и $K_2O$ 5–20 % (рисунок 1).

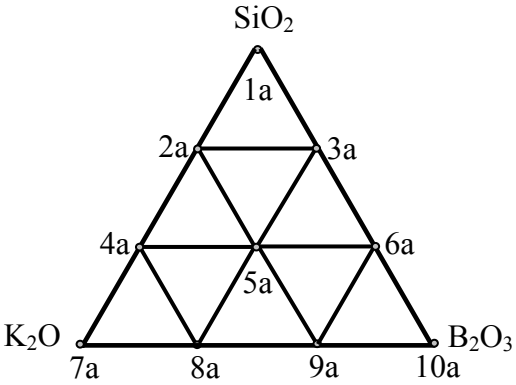



**Рис.1** План Шеффе третьего порядка

Для достижения требуемой степени провара стекол использовался NaF в количестве 1 мас. %, что обусловлено высокими температурами синтеза, составляющими 1550–1600 $^oC$. Экспериментально установлено, что устойчивой к кристаллизации является область составов с содержанием $SiO_2$ порядка 65–72 %, $K_2O$ – 1–10 % и $B_2O_3$ – 20–30 %.

Увеличение концентрации кремнезема в составе опытных стекол способствует росту поверхностной кристаллизации в виде пленки. Ограниченное использование $K_2O$ в количестве 5–10 % обусловлено значительным вкладом данного оксида в показатель ТКЛР, так как для получения требуемой степени термомеханической прочности волокна необходимо, чтобы ТКЛР светоотражающей оболочки находился в пределах $(53–57)\cdot10^{-7}$ $K^{-1}$.

Высокоапертурные волоконные элементы способны захватить большой конус падающих лучей и довести их до выходного торца, увеличивая при этом эффективную яркость слабо освещенных предметов. Для получения числовой апертуры выше 1,05 необходимо, чтобы показатель преломления светоотражающей оболочки находился в пределах 1,47–1,49, что возможно лишь при высокой концентрации оксида кремния, содержащегося в количестве более 70 %.

Для качественного вытягивания оптического стекловолокна необходимо, чтобы стекло для светоотражающей оболочки имело широкий выработочный интервал, что определяет специфичность его температурного хода кривой вязкости: указанные стекла характеризуются высокими температурами варки (1550–1600 $^oC$) и низкой температурой стеклования ($t_g$=540–560 $^oC$). На рисунке 2 представлена зависимость вязкости опытных стекол в интервале $10^{10}$–$10^4$ Па·с от их химического состава.

[1] здесь и далее по тексту, если не оговорено особо, указано молярное содержание, %

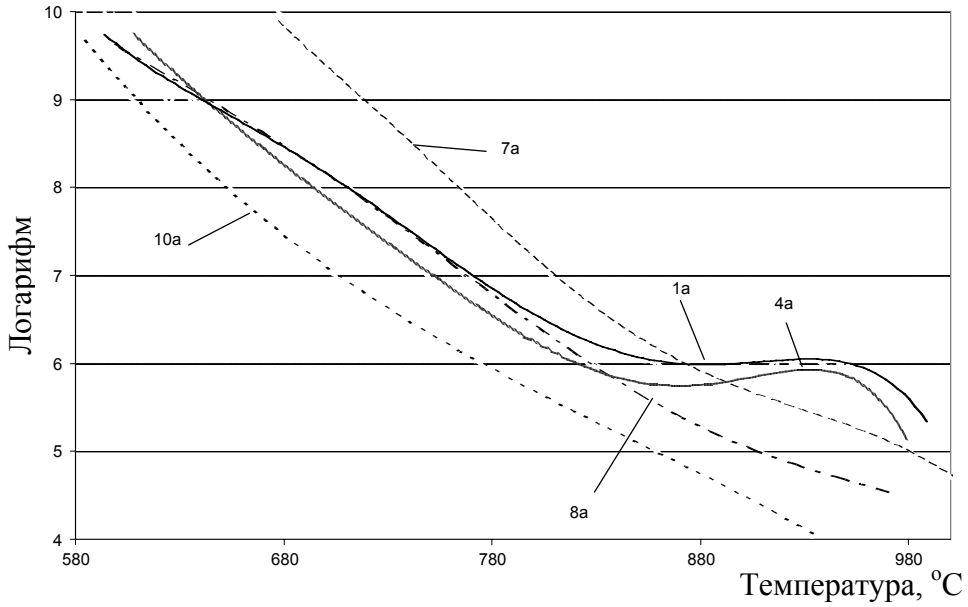



**Рис.2** Влияние химического состава на вязкость опытных стекол в интервале $10^{10}$–$10^{4}$ Па·с

Как видно из рисунка 2, содержание оксида кремния в стеклах в количестве 65–80 % (составы 1а, 4а, 7а) увеличивает интервал формования стекол и смещает кривую вязкости в высокотемпературную область, в то время как использование $K_2O$ в количестве 5–15 % оказывает противоположный эффект.

Таким образом, основным требованиям по кристаллизационной устойчивости и величине ТКЛР для стекол светоотражающей оболочки оптического стекловолокна максимально отвечает состав № 5а.

С целью получения опытных стекол с требуемым комплексом оптических и вязкостных характеристик проводилось модифицирование оптимального состава серии «А» оксидами кальция, натрия и бария.

При производстве оптического волокна важную роль играет плотность упаковки. Как известно, в структуре стекол имеются замкнутые полости, которые могут стать причиной диффузии красящих примесей из защитной оболочки в световод. Наличие в стекле одного вида ионов щелочных металлов обуславливает энергетически не выгодное состояние упаковки. В связи с этим в состав стекла вводили несколько видов ионов щелочных или щелочноземельных металлов, имеющие различные размеры ионных радиусов, которые распределяются по пустотам и увеличивают прочность связей ионов с кремнекислородным тетраэдром, что обеспечивает высокую плотность упаковки и предупреждает диффузию ионов с малым радиусом [2].

Использование оксида кальция возможно лишь в интервале концентраций 0,5–1 %, так как последующее его использование приводит к появлению опалесценции стекол, а при их дальнейшей термообработке отмечается объемная кристаллизация.

Применение $Na_2O$ в стеклах данной системы ограничено следующим фактом: при равном содержании красящих примесей коэффициент светопоглощения стекол с $K_2O$ меньше, чем стекол с оксидом натрия; калийсодержащие стекла обладают меньшей кристаллизационной способностью, чем натрийсодержащие. Поэтому оптимальным содержанием данного оксида является 0,5–2 % [3].

Добавки оксида бария придают силикатным стеклам повышенную устойчивость к кристаллизации, однако заметно повышают показатель преломления стекол и снижают низкотемпературную вязкость, что позволяет использовать его в интервале 1–3 %.

Таким образом, на основе оптимального состава системы $K_2O$–$B_2O_3$–$SiO_2$, модифицированного оксидами BaO и $Na_2O$ получены стекла, устойчивые к кристаллизации с комплексом требуемых физико-химических свойств и широким выработочным интервалом.


1. М.В. Дяденко, И.А. Левицкий, Влияние оксидов-модификаторов на кристаллизационную способность и свойства оптических стекол, VIII Международная конференция «Прикладная оптика–2008»: материалы конференции [Электронный ресурс], 45–48, (2008).
2. А.А. Аппен, Химия стекла, 352 с., (1974).
3. С.М. Кузнецов, Конспект лекций по курсу «Оптические материалы. Бесцветное оптическое стекло», 56 с., (1984).


# ИЗМЕНЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ОПТИЧЕСКОГО СИГНАЛА ПРИ ПРОХОЖДЕНИИ ПО ГАММА – ОБЛУЧЕННОМУ ВОЛОКНУ


Солдатова П.В., Попова А.В., Прокопович М.Р.

Дальневосточный государственный университет путей сообщения, Хабаровск, Россия



В работе исследовано влияние рентгеновского излучения на стандартное одномодовое оптическое волокно, описаны структурные изменения в его сердечнике. Аналитически оценена постоянная времени релаксации характеристик ОВ для различных длин волн. Показана возможность применения гамма-облученного волокна в науке и технике связи.


В результате воздействия гамма-излучения на кварцевое стекло в нем образуются радиационно – наведенные центры окраски.

В основе эффекта образования центров окраски лежит стимулированный излучением отрыв электронов от некоторых элементов матрицы стекла и их последующий захват на ловушках. Центрами захвата могу являться положительно заряженные катионы и дефекты структуры стекла, которые в нормальном состоянии заряжены отрицательно.

Образование центров окраски и дефектных центров в структуре стекла приводит к уменьшению скорости распространения оптического излучения и к увеличению показателя преломления сердечника.

Из соотношения Крамерса-Кронинга следует, что показатель преломления является комплексной величиной и может быть представлен следующим соотношением:

$$n(\omega) = \sqrt{\varepsilon(\omega)} = \sqrt{1 + \tilde{\chi}^{(1)}} = \mathrm{Re}\, n(\omega) + i\, \mathrm{Im}\, n(\omega) = n' + in'' \qquad (1)$$

Здесь $\tilde{\chi}^{(1)}$ - Фурье преобразование функции $\chi^{(1)}(t)$.

Физический смысл комплексного показателя преломления заключается в том, что его реальная часть определяет скорость распространения света в диэлектрике, а мнимая часть отвечает за поглощение света в диэлектрике в соответствии с формулой

$$I = I_0 \exp\left[-k_\omega(n'')l\right], \qquad (2)$$

Где I, интенсивность света после прохождения в диэлектрике расстояния $l$, а $k_\omega(n'') = \alpha$ - коэффициент затухания на поглощения света в диэлектрике.

Был проведен эксперимент по облучению гамма – излучением оптического волокна. Опыт заключался в облучении катушки оптического волокна марки Fujikura (длина 1004,9 метра) рентгеновским излучением дозой 4100 рад. Изменение затухания оптического волокна в результате структурных изменений, вызванных действием рентгеновского излучения, приведены на рис 1.

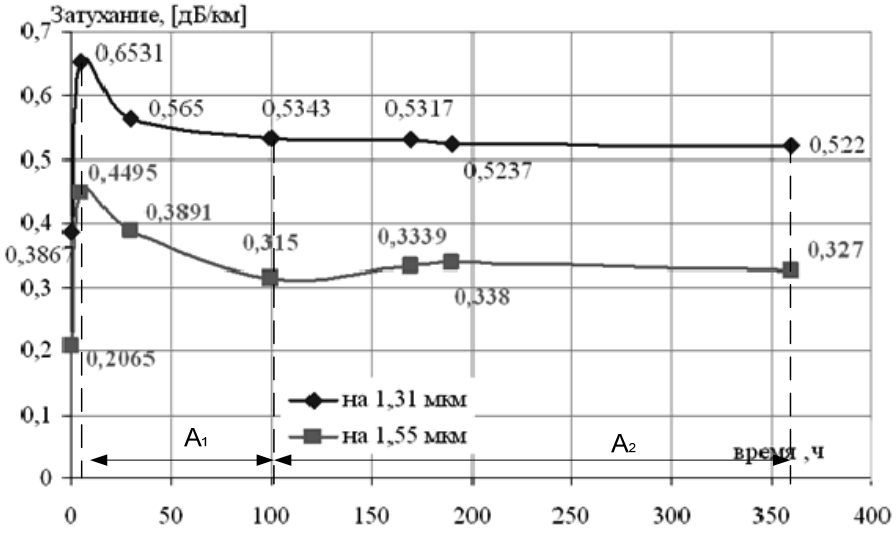



**Рис.1.** Зависимость затухания ОВ при формировании и релаксации радиационно – наведенных центров окраски.

В результате эксперимента затухание на длине волны 1310 нм увеличилось на 67,8% (с 0,3891 дБ/км до 0,653 дБ/км), а затухание на 1550 нм – на 117,5% (с 0,2065 дБ/км до 0,449 дБ/км). Это наглядно показывает, что на длине волны 1310 нм наведенные радиационные потери в оптическом волокне гораздо меньше, чем на длине волны 1550 нм.

При воздействии γ – излучения на волокно изменяется составляющая коэффициента затухания за счет поглощения в материале волокна. Это подтверждают результаты расчетов (величина затухания за счет релеевского рассеяния того же порядка, что и общее затухание после облучения).

Из графика на рис.1. (зависимость затухания ОВ от времени) видно, что релаксация затухания ОВ состоит из двух участков $A_1$ и $A_2$ для обеих длин волн.

Первый участок характеризуется быстрым изменением затухания с течением времени. На этом участке в период с 1 часа после начала эксперимента до 100 часов – затухание уменьшилось на 0,119 дБ/км для длины волны 1,31 мкм и на 0,135 дБ/км для длины волны 1,55 мкм по сравнению с пиковым значением.

На втором участке характерно медленное изменение затухания в течение длительного периода времени со 100 до 370 часов после начала эксперимента. Для

длины волны 1,31 мкм наблюдается монотонное уменьшение затухания на 0,012 дБ/км. Для длины 1,55 мкм второй участок можно разбить на два малых участка. На первом затухание монотонно увеличивается с 0,315 дБ/км до 0,3339 дБ/км (изменение на 0,019 дБ/км), а на втором уменьшается с 0,3339 до 0,327 дБ/км (изменение на 0,0069 дБ/км).

Зависимость затухания от времени определяется эмпирической формулой:

$A_{кон} = A_{нач} \cdot e^{-\beta \cdot t}$ (3).

Где $A_{нач}$ - начальное затухание; $A_{кон}$ - конечное затухание; $\beta$ - постоянная времени, характеризующая среднее время жизни центров окраски; $t$ - время.[4]

Оценим постоянную времени для двух участков. Для первого участка (длина волны 1,31 мкм) она составит $\beta_1 = 2{,}028 \cdot 10^{-3}\ ч$, для длины волны 1,55 мкм $\beta_1 = 3{,}591 \cdot 10^{-3}\ ч$.

Для второго участка $\beta_1 = 8{,}626 \cdot 10^{-5}\ ч$ (длина волны 1,31 мкм). Так как второй участок для длины волны 1,55 мкм состоит из двух малых участков, оценим постоянную времени для каждого из них. Для первого малого участка постоянная времени принимает отрицательно значение, что лишено физического смысла. Можно сделать предположение о том, что присутствует погрешность в измерении, либо внешняя помеха. Для второго малого участка $\beta_1 = 7{,}734 \cdot 10^{-5}\ ч$.

При воздействии рентгеновского излучения на оптическое волокно в нем возникают радиационно-наведенные центры окраски, влияющие на передаточные характеристики оптического волокна. С течением времени происходит релаксация центров окраски световода, эту зависимость можно условно разделить на два этапа. На первом этапе происходит быстрое расформирование слабо фиксированных наведенных центров в течение относительно небольшого промежутка времени. Это явление можно использовать для датчиков времени: зная постоянную времени и начальное и конечное затухание ОВ можно установить примерное время релаксации излучения. На втором этапе происходит медленное изменение структуры световода можно сделать вывод о том, что оставшиеся центры окраски статичны и изменения передаточных характеристик сохраняют свои значения и конечное затухание отличается от начального. Следовательно, в оптическом волокне происходят необратимые изменения.

Ранее влияние гамма – излучение рассматривалось с точки зрения негативного его влияния на волокно, а так же вопросы защиты волокна от его действия. Однако, как показано нашей работе, это явление, может быть использовано для создания для создания в оптическом волокне длиннопериодных волоконных дифракционных решеток показателя преломления. Такие решетки находят широкое применение в телекоммуникационном оборудовании.

## ВЕРОЯТНОСТЬ БЕЗЫЗЛУЧАТЕЛЬНОГО ПЕРЕНОСА ВОЗБУЖДЕНИЯ С ИОНОВ ИТТЕРБИЯ НА ИОНЫ ЭРБИЯ В СВИНЦОВОФТОРОСИЛИКАТНОЙ НАНОСТЕКЛОКЕРАМИКЕ

Ассев В.А.*, Клементьева А.В.*, Колобкова Е.В.**, Корчагин Е.В.*, Москалева К.С.*

* Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий механики и оптики, Санкт-Петербург,

Россия
**Санкт-Петербургский государственный технологический институт (ТУ), Санкт-Петербург, Россия

Проведены исследования вероятности безызлучательного переноса энергии с ионов иттербия на ионы эрбия в свинцовофторидных наностеклокерамиках. Исследованы зависимости вероятности переноса от концентрации ионов-активаторов и от длительности термообработки. Показано уменьшение вероятности переноса при переходе от стекла к стеклокерамике.

В последнее время в оптическом материаловедении уделяется особое внимание стеклокерамическим материалам. По своим свойствам они занимают промежуточное положение между кристаллическими и стеклообразными материалами[1]. Наностеклокерамические материалы, активированные ионами редкоземельных элементов представляют большой интерес в качестве сред для лазеров и оптических усилителей[2,3]. Особый интерес представляют собой материалы, активированные ионами эрбия, поскольку основной лазерный переход лежит в безопасном для глаз диапазоне, а также в третьем окне прозрачности оптического кварцевого волокна. Одним из основных недостатков оптических материалов, активированных эрбием, является крайне низкая эффективность возбуждения ионов $Er^{3+}$ из-за относительно слабых полос поглощения. Для решения этой проблемы в качестве сенсибилизатора добавляют ионы $Yb^{3+}$, которые имеют сильную полосу поглощения в области 0,9 – 1,02 мкм. Для стеклокерамических материалов эффективность переноса энергии возбуждения с ионов иттербия на ионы эрбия, как и их спектрально-люминесцентные свойства, сильно зависит от параметров вторичной термообработки. Целью работы явилось исследование влияния длительности термообработки и концентрации ионов эрбия на вероятность безызлучательного переноса энергии с иттербия на эрбий в прозрачной свинцовофторосиликатной наностеклокерамике.

В работе исследовались образцы стеклокерамики свинцовофторосиликатной системы $30SiO_2$-$18PbF_2$-$15Al_2O_3$-$5ZnF_2$-$29CdF_2$-$3YF_3$ (мол %), активированной $ErF_3$ и $YbF_3$. Содержание $ErF_3$ составляло 0.05 мол %, 0.1 мол %, 0.2 мол % и 0.5 мол %, $YbF_3$ составляло 5 мол %. Образование нанокристаллов иттриевого оксифторида свинца и переход ионов эрбия в кристаллическую фазу достигались при помощи вторичной термообработки стекла. Главная задача такой обработки – создать относительно большую объемную долю наноразмерных кристаллов[4].

Характеристические температуры были определены на основании данных дифференциального термического анализа (ДТА). Температура термообработки (T=515$^o$C) была выбрана в начале первого пика кристаллизации, который соответствовал выделению первой кристаллической фазы фторидов свинца в стеклах, активированных ионами $Er^{3+}$ и $Yb^{3+}$. Размер кристаллической фазы при двухчасовой термообработке (t=2 ч) размер кристаллов составлял ~160 А, а при 10 часовой ~ 400 А (t=10 ч).

Вероятность безызлучательной передачи возбуждения с иона иттербия на эрбий ($\eta$) рассчитывалась по формуле (1)

$$\eta = 1 - \left(\frac{\tau_{Yb-Er}}{\tau_{Yb}}\right), \qquad (1)$$

где $\tau_{Yb}$– экспериментально определенное время жизни люминесценции перехода $^2F_{5/2} \rightarrow {}^2F_{7/2}$ образца, не содержащего ионы эрбия, $\tau_{Yb\text{-}Er}$ – экспериментально определенное время жизни люминесценции перехода $^2F_{5/2} \rightarrow {}^2F_{7/2}$ образца, содержащего ионы эрбия и иттербия.

При увеличении концентрации ионов активаторов вероятность переноса энергии возрастает, так как при увеличении концентраций расстояния между ионами уменьшаются. Это приводит к увеличению вероятности безызлучательного переноса энергии с иттербия на эрбий. Наибольшее значение η – 82 % – достигается для образца с максимальной концентрацией эрбия (0.5% мол) (рис.1). Это зависимость характерна как для исходных стекол, так и для стеклокерамики при всех рассмотренных временах термообработки.

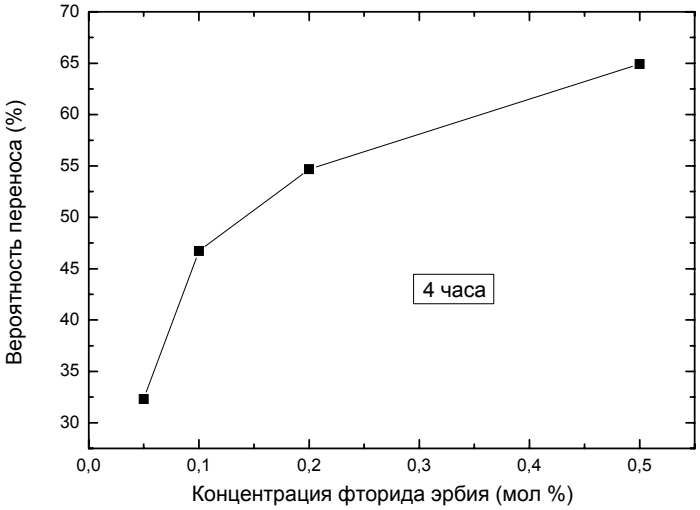



**Рис. 1.** Зависимость вероятности безызлучательного переноса от концентрации эрбия после 4-х часовой термообработки

На рис 2. показана зависимость вероятности безызлучательной передачи энергии от ионов иттербия к ионам эрбия от длительности вторичной термообработки на примере образца с концентрацией эрбия 0.2% мол. Как видно из рисунка, термообработка приводит к уменьшению вероятности передачи возбуждении. Это может быть связанно с тем, что ионы иттербия и эрбия входят в различные нанокристаллы, тем самым увеличивая расстояние между ионами.

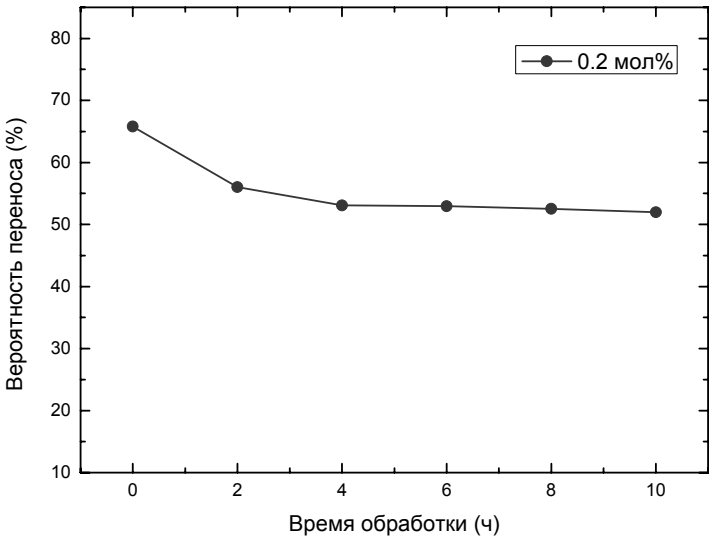



**Рис. 2.** Зависимость вероятности безызлучательного переноса энергии от длительности вторичной термообработки для образца с концентрацией (0,2% мол).

Таким образом, в ходе работы было показано, что в результате термообработки в объеме стекла выделяется нанокристаллическая фаза состава $PbYOF_3$. Размер кристаллической фазы меняется в зависимости от режима термообработки от 16 до 40 нм. Однако было выяснено, что вторичная термообработка приводит к уменьшению вероятности безызлучательного переноса энергии с уровня $^4F_{5/2}$ иттербия на метастабильный уровень $^4I_{11/2}$ эрбия. Исходя из этого, можно заключить, что эрбий и иттербий в процессе вторичной термообработки входят в различные нанокристаллические фазы. (рекомендации)


1. Бережной А. И., Ситаллы и фотоситаллы. - М: Машиностроение, 1981, 464с.
2. Lupei V., Optical Materials, 31, 701–706, (2009).
3. Lupei V., Lupei A., Ikesue A., Optical Materials, 30, 1781–1786, (2008).
4. Асеев В.А., Голубков В.В., Клементьева А.В., Колобкова Е.В., Никоноров Н.В., Оптика и спектроскопия, 106, №5, 771-776, (2009).


## ПРОЗРАЧНЫЕ НАНОСТЕКЛОКЕРАМИКИ, АКТИВИРОВАННЫЕ ИОНАМИ ГОЛЬМИЯ


Москалева К.С., Асеев В.А., Клементьева А.В., Колобкова Е.В.*

Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

*Санкт-Петербургский государственный технологический институт (ТУ), Санкт-Петербург, Россия

Проведены исследования спектрально-люминесцентных свойств прозрачных свинцовофторосиликатных наностеклокерамик, активированных ионами гольмия. В работе исследованы влияния режимов вторичной термообработки на спектрально-люминесцентные свойства. Произведено сравнение этих свойств в монокристаллом-аналогом.

В настоящее время во всем мире активно ведутся работы по созданию техники и устройств генерации и приема электромагнитного излучения в ИК-диапазоне. Прежде всего, в этом диапазоне расположены «окна прозрачности» атмосферы. Кроме того, в среднем ИК диапазоне лежат линии поглощения колебательных переходов многих молекул [1].

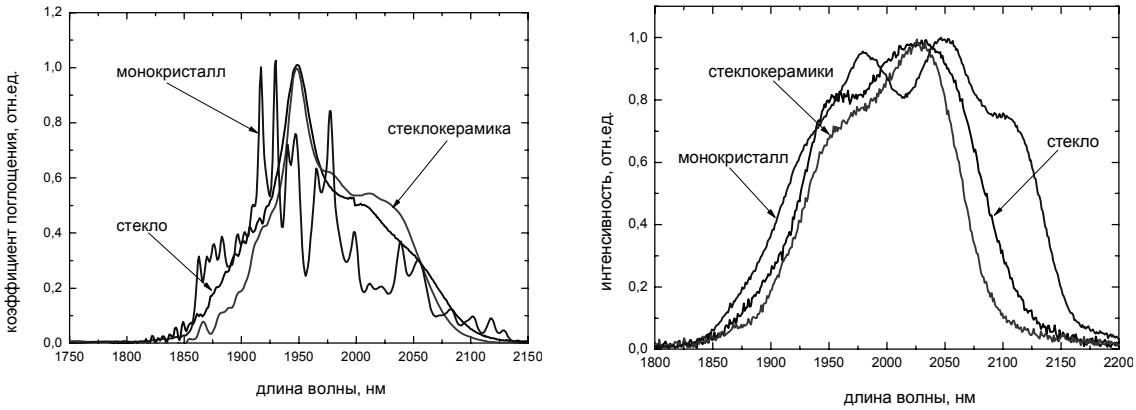
Также большой интерес вызывают спектрально-люминесцентные свойства редкоземельных ионов в гетерофазных структурах, например, стеклокерамиках. Поскольку по своим свойствам стеклокерамические материалы занимают промежуточное положение между кристаллическими и стеклообразными материалами [2].

Целью данной работы являлось исследование спектрально-люминесцентных свойств керамических материалов с наноразмерной кристаллической фазой, активированных ионами гольмия. В задачи работы входило исследования влияния термообработки на спектрально- люминесцентные свойства наностеклокерамик, спектрально- люминесцентных свойств кристаллов $PbF_2$, активированных ионами гольмия, а также проводилось сравнение спектрально-люминесцентных характеристик наностеклокерамики и кристаллов-аналогов

В работе использовались стекла системы 30SiO2-18PbF2-15Al2O3-5ZnF2-29CdF2-3YF3, активированные ионами гольмия, концентрация 3 %мол. В работе также использовались монокристаллы $PbF_2$:Ho, концентрация Ho 0.4 %мол. Исходное стекло обрабатывалось при температуре 520 °С в течение 2, 4, 8, 16 и 32 часов. В соответствии с данным дифференциально-термического анализа, температура 520 °С соответствует максимуму первого пика кристаллизации.

По данным рентгенофазового анализа выделяется кубическая кристаллическая фаза $PbYOF_3$. Размер элементарной ячейки для гольмия равен 5,74 Å. Ионный радиус гольмия равен 0,86 Å.

Далее были исследованы спектрально-люминесцентные свойства гольмия.




а б

**Рис. 1.** Форма спектров поглощения (а) и люминесценции (б) $Ho^{3+}$

Форма спектров поглощения ионов гольмия в стекле и стеклокерамике отличаются от монокристалла аналога (рис 1). В монокристалле явно выражена

штарковская структура спектра. В керамики, по всей видимости, не наблюдается штарковская структура из-за того, что нанокристаллы в объеме стекла расположены хаотически и большое количество из них имеют дефекты структуры.

Из графиков видно, что термообработка изменяет форму спектра люминесценции. По сравнению со стеклом спектр сужается и пропадает дополнительный пик в ~1925 нм.

Было проведено исследование спектрально-люминесцентных свойств стеклокерамических материалов с наноразмерной кристаллической фазой, активированных ионами редкоземельных элементов. На основании полученных данных было проведено сравнение свойств стеклокерамик, стекол и монокристаллов. Выявлено, что термообработка влияет на форму спектров поглощения и положения максимумов спектров поглощения и люминесценции. В процессе термообработки меняется форма спектров стеклокерамик, но к форме спектров кристаллов -аналогов она не приближается. Это происходит за счет того, что стеклокерамика является гетерофазной структурой и нанокристаллы обладают дефектами и разупорядочены в объеме стекла.

1. У.Волф, Г.Цисис, *Справочник по инфракрасной технике*, **том 1**, (1995).
2. А. И.Бережной, *Ситаллы и фотоситаллы*, 464с, (1981).

# МОДУЛЯЦИОННАЯ МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ СПЕКТРОВ ФОТОТОКА ОРГАНИЧЕСКИХ СОЛНЕЧНЫХ БАТАРЕЙ

Гаврик А.Ю., Бруевич В.В.
Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

Разработана модуляционная методика измерений спектров внешней квантовой эффективности органических солнечных батарей. С использованием предложенной методики исследованы солнечные батарей на основе смеси полупроводникового полимера с металлокомплексом фуллерена.

Исследование нового класса солнечных батарей на основе наноструктурированных органических материалов выступает важнейшим приоритетным направлением науки в условиях постоянно растущей глобальной энергетической потребности и растущего уровня загрязнения окружающей среды. Неотъемлемым элементом такого исследования является измерение эффективности и спектральных свойств солнечной батареи. Работа посвящена развитию методики измерения внешней квантовой эффективности (ВКЭ) для исследования органических солнечных элементов (ОСЭ) на основе объемного гетероперехода в смеси полупроводникового полимера с металлокомплексом фуллерена (МКФ).

Одним из наиболее перспективных типов ОСЭ на сегодняшний день выступают фотоэлементы на основе сопряжённых полупроводниковых полимеров. Однако эффективность лучших образцов ОСЭ составляет не более 5-6%, что недостаточно для успешной коммерческой реализации. Для повышения их эффективности было предложено использовать МКФ в качестве акцептора[1]. Благодаря структурным

особенностям МКФ фотоэлементы на их основе могут обладать более высокими характеристиками эффективности. Во-первых, уменьшение электронного сродства способствует увеличению напряжения холостого хода. Во-вторых, МКФ обладают более высоким поглощением в видимом диапазоне, что может повысить ВКЭ. В-третьих, соответствующим подбором лигандов можно обеспечить хорошую растворимость в органических растворителях, что важно для получения оптимальной наноморфологии полимер-фуллеренового композита. Таким образом, МКФ обладают свойствами, позволяющими повысить КПД полимер-фуллереновых солнечных элементов.

Для измерения спектра ВКЭ органических солнечных батарей в работе был разработан модуляционный метод. Это необходимо для измерения слабого вклада в фототок монохроматического света на фоне мощного излучения подсветки. Сигнал спектрального отклика фотоэлемента детектируется при помощи техники синхронного детектирования (СД). Для реализации СД была разработана система, на основе микроконтроллера; модуляция осуществляется оптическим прерывателем; измерение фототока производится с использованием прецизионного источника-измерителя Keithley 2400.

Для корректного проведения фототоковых измерений была исследована частотная зависимость уровня сигнала. Было установлено, что при частотах свыше 20-30 Гц происходит снижение величины сигнала, что объясняется конечным периодом измерения источника-измерителя и конечным временем отклика фотоэлемента. Измерения фототока проводились при частоте модуляции 15 Гц.

В работе были проведены измерения ВКЭ ОСЭ. На рис.1 представлены результаты сравнительных измерений спектра ВКЭ образца с активным слоем в виде объёмного гетероперехода в смеси экзоэдрального МКФ ($\eta^2$-$C_{60}$)IrH(CO)(DIOP) и полимера поли-[3-гексилтиофен][2]. На рисунке показаны графики спектров ВКЭ при различных условиях: без модуляции, с модуляцией и при подсвечивающем излучении.

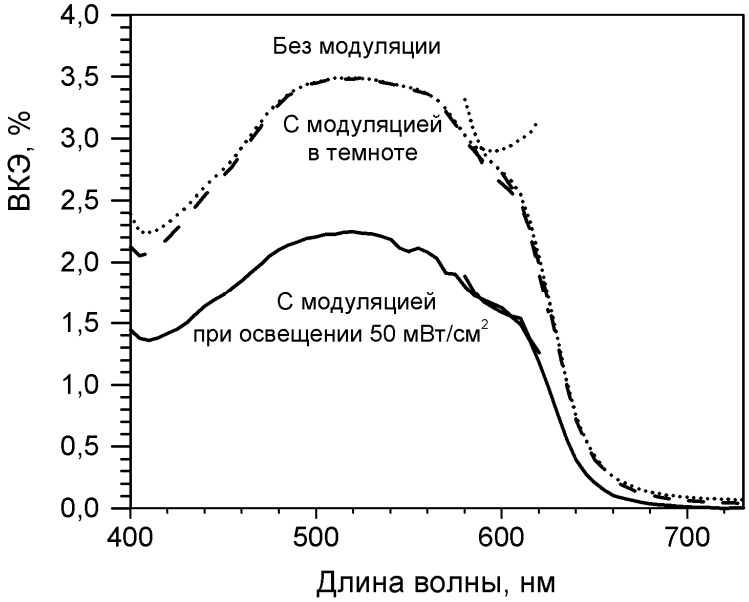



**Рис.1.** Сравнение спектров ВКЭ P3HT/IrDIOP с модуляцией и без

Измерения спектра ВКЭ показали зависимость ВКЭ от интенсивности излучения, что позволяет говорить о нелинейной зависимости фототока от

интенсивности излучения. Зависимость фототока от частоты и интенсивности обсуждается в докладе.


1) Д. Ю. Паращук, А. И. Кокорин, *Рос. хим. ж.,* **LII**, №6, 107-117, (2008)
2) S.A. Zapunidy, D.S. Martyanov, E.M. Nechvolodova, M.V. Tsikalova, Yu. N. Novikov, D. Yu. Paraschuk, *Pure Appl. Chem.*, **80**, № 10, 2151-2161, (2008)


# ИССЛЕДОВАНИЕ РОСТА И ОПТИЧЕСКИХ НЕЛИНЕЙНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ОРГАНИЧЕСКИХ КРИСТАЛЛОВ DAST


Миноженко О.А., Кныш А.С.

Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия



Проведены исследования роста молекулярных кристаллов DAST и параметров для его оптимизации. Рассчитана нелинейная восприимчивость второго порядка относительным методом и установлен ряд факторов, оказывающих заметное влияние на результаты проводимых измерений.


Органические материалы с высокими нелинейными восприимчивостями второго порядка привлекают много внимания из-за их потенциала для высокочастотной электрооптической модуляции, преобразования частоты и генерации и детектирования терагерцовых волн. Органические кристаллы интересны, потому что они могут предложить высоко выровненную и стабильную ориентацию нелинейно-оптических (НЛО) хромофор в кристаллической решётке. В настоящее время наиболее развитые органические НЛО кристаллы это стилбазолиумная соль, *trans*-42-(dimethylamino)-*N*-methyl-4-stilbazolium tosylate) (DAST), которая имеет высокую нелинейно-оптическую восприимчивость второго порядка и электрооптический коэффициент . Из-за его высоких нелинейно-оптических показателей, DAST является предметом расширенных исследований, начинающихся с оптимизации условий роста объёмных и тонких плёнок, и заканчивая производством интегрированных оптических элементов и генерацией и детектированием терагерцовых волн.

DAST это соль, сформированная стилбазолиумным катионом, одним из самых эффективных нелинейно-оптических активных хромофор, и tosylate анионом, который порождает наносимметричную макроскопическую упаковку кристалла. Химическая структура DAST показана на рис. 1.

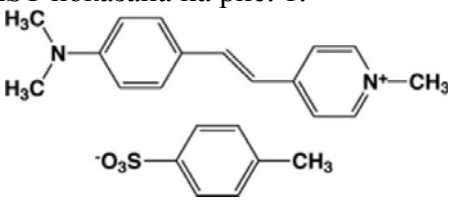



**Рис. 1.** Химическая структура DAST

Молекулярный кристалл DAST - двуосный плоский кристалл, сформированный из хромофор.

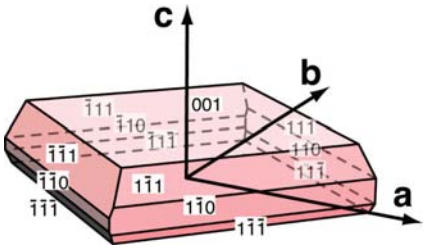



**Рис.2.** Кристаллографические оси молекулярного кристалла DAST

Температура плавления DAST составляет 256 ± 1 °C, а его температура разрушения 260 ± 5 °C. Следовательно, методы, основанные на росте кристалла посредством плавления или испарения непригодны для роста кристаллов DAST. Для роста кристаллов DAST используется метод выращивания кристаллов из пересыщенного раствора. Метанол был признан наиболее подходящим растворителем для роста высококачественных кристаллов DAST.

С целью необходимых корректировок режима синтеза кристаллов DAST и оценки характерной для этих кристаллов нелинейной оптической восприимчивости второго порядка $\chi^{(2)}$ была создана установка и разработана методика проведения измерений с учетом специфических особенностей кристаллов DAST различного типа.

В работе рассмотрена двухканальная лазерная установка на гранате с неодимом, работающая в частотном режиме (до 25 Гц) и позволяющая осуществлять преобразования основного излучения (1,06 мкм) по вторую гармонику. Двухканальность установки позволяет одновременно наблюдать и регистрировать преобразованное лазерное изучение с длиной волны 0,53 мкм, полученное в первом канале от эталонного кристалла ниобата лития и во втором канале от молекулярных кристаллов DAST. Результаты измерений проводимых на установке позволят количественно измерить эффективность преобразования лазерного излучения с помощью кристаллов DAST по отношению к преобразованию с помощью кристаллов ниобата лития.

Для определения нелинейной восприимчивости кристаллов DAST использован относительный метод сравнения двух образцов, нелинейные характеристики одного из которых известны. Получаемые сигналы, соответствующие относительному значению нелинейной восприимчивости позволяют надежно идентифицировать нелинейные свойства исследуемых образцов. Для численной оценки нелинейной восприимчивости использована формула:

$$|\chi^{(2)}(2\omega)|_{DAST} = \frac{(n_\omega^2 n_{2\omega})_{DAST}}{(n_\omega^2 n_{2\omega})_{KDP}} \cdot \frac{(I_{2\omega})_{DAST}}{(I_{2\omega})_{KDP}} |\chi^{(2)}(2\omega)|_{KDP},$$

где по известным параметрам и измеренным интенсивностям можно определить нелинейную восприимчивость кристалла DAST.

В результате проведенных экспериментов получены численные значения нелинейной восприимчивости для трех образцов кристаллов DAST. Опыты, проведенные с кристаллами DAST, показали, что их нелинейная восприимчивость на порядок превышает нелинейную восприимчивость кристаллов KDP (дигидрофосфата калия), принятого за эталон.

# ВЛИЯНИЕ КОНЦЕНТРАЦИИ И ТЕМПЕРАТУРЫ НА ФОТОАНИЗОТРОПИЮ СЛОЕВ КОМПОЗИЦИИ ФЕНАНТРЕНХИНОН-ПОЛИМЕТИЛМЕТАКРИЛАТ

Трофимова А.В., Станкевич А.И., Могильный В.В.
Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь

Приведены результаты экспериментального исследования фотонаведенного двулучепреломления в слоях композиции фенантренхинон-поли-метилметакрилат при различных содержаниях фоточувствительных молекул и температурах слоя. Особенности концентрационных зависимостей связываются с димеризацией фенантренхинона. Температурный рост двулучепреломления относится на счет теплового расширения слоя, термораспада димеров либо образования фотопродуктов различного типа.

Фоторегистрирующая композиция фенантренхинон (ФХ) - полиметилметакрилат (ПММА), известная в основном как среда для записи объемных фазовых голограмм, при облучении линейно поляризованным светом демонстрирует анизотропию показателя преломления – фотонаведенное двулучепреломление [1]. Однако, значение двулучепреломления (δn) невелико, вероятно, в силу малого содержания ФХ (обычно использовались слои с содержанием ФХ ≈ 0.5 мол.%). Большую величину анизотропии обеспечивает более высокая концентрация ФХ [2]. Отмечен и рост δn с увеличением температуры [2]. Целью настоящей работы было экспериментальное исследование механизма влияния концентрации фоточувствительных молекул ФХ и температуры образцов на формирование фотоанизотропии в слоях ФХ-ПММА.

Фотонаведенное двулучепреломление в ПММА, содержащем ФХ, основано на явлении фотоселекции. При фотовосстановлении молекул ФХ под действием линейно поляризованного излучения в направлении поляризации активирующего света исходные молекулы замещаются молекулами фотопродуктов. Поскольку фотопродукт обладает значительно большей анизотропией поляризуемости по сравнению с ФХ, то наведенное двулучепреломление положительно [2].

Экспериментальные кинетики двулучепреломления в слоях ФХ-ПММА в целом согласуются с описанным выше механизмом его образования (рис.1а, кривая 1). Рост концентрации фоточувствительных молекул ФХ позволяет достичь большего значения δ*n* (рис.1а, кривые 2-4). Однако, полученная концентрационная зависимость носит нелинейный характер, и двулучепреломление достигает своего насыщения уже для 4 мол.% (рис.1а, кривая 4). При повышенных температурах максимальная величина двулучепреломления также возрастает, кроме того, значительно сокращается общее время его записи (рис.1б).

Нелинейность наблюдаемой концентрационной зависимости δ*n*, возможно, обусловлена тем, что с повышением содержания молекул ФХ в полимерном материале также растет и вероятность их димеризации. Димеризацию ФХ в ПММА можно считать вполне вероятной, поскольку его молекулы обладают достаточно большим дипольным моментом (5÷6 *D*) [3]. Для димеров подобного рода имеет место смещение полосы карбонильного поглощения в ИК спектрах к более низким частотам [4], которое наблюдается и в спектрах ФХ (рис.2а). Подтверждением

существования димеров ФХ служат его спектры в хлороформе (рис.2б), прозрачном (в отличие от ПММА) в области карбонильного поглощения ФХ.

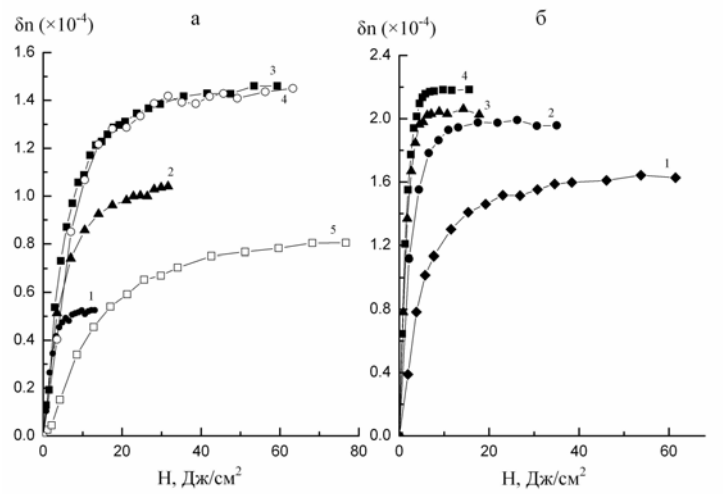



**Рис.1.** Кинетика двулучепреломления в слоях фенантренхинон–полиметилметакрилат: (а) при концентрации фенантренхинона 0.7 (1), 2 (2), 3 (3,5) и 4 мол. % (4) непосредственно после приготовления пленки (1-4) и спустя 30 суток (5); (б) при температуре записи 14 (1), 36 (2), 50 (3) и 58 °С (4)

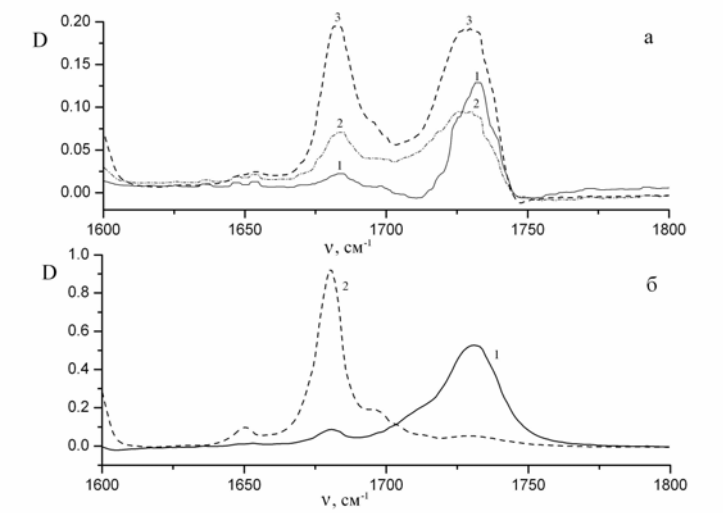



**Рис.2.** Спектры ИК поглощения фенантренхинона в полиметилметакрилате (а) при содержании фенантренхинона 0.3 (1), 1 (2)и 3 мол. % (3) и в растворе в хлороформе (б) при концентрации фенантренхинона 0.002 (1) и 0.01 моль/л (2)

Как показали оценки доли одиночных молекул ФХ в полимерном слое для различных концентраций, при содержании 3 и 4 мол. % в слое находится примерно одинаковое их количество. Поскольку достигаемая при записи максимальная величина фотоанизотропии для этих концентраций имеет близкие значения (рис.1а, кривые 3, 4), можно предположить, что двулучепреломление эффективнее создается фотопревращением одиночных молекул ФХ.

Можно привести несколько причин температурного эффекта. Так, очевидным следствием роста температуры слоя является тепловое расширение полимерного материала. Увеличение при этом доли свободного объема вполне может вызвать рост квантового выхода фотореакции и ускорить запись фотоанизотропии (рис. 1б).

Рост максимальной величины наводимого двулучепреломления можно связать как с «разрыхлением» полимера, так и с термораспадом димеров, приводящим к увеличению количества мономеров ФХ. В пользу предложенных объяснений температурного эффекта говорит также тот факт, что при длительном хранении материала запись фотоанизотропии в нем существенно ухудшается (рис. 1а, кривая 5), основным же эффектом старения является постепенное уплотнение полимерного материала [5]. В работе [6] приводятся результаты исследования фотохимических реакций ФХ с донорами водорода, и установлено, что под действием излучения видимого спектрального диапазона происходит образование продуктов двух типов (рис.3). Предложенная структура фотопродуктов указывает на отличия в величине анизотропии их поляризуемости. Относительная доля этих продуктов зависит от условий реакции, в том числе и от температуры. Чем выше температура, тем выше концентрация продукта II [6], что вследствие его большей анизотропии поляризуемости может обусловить достижение большего двулучепреломления.

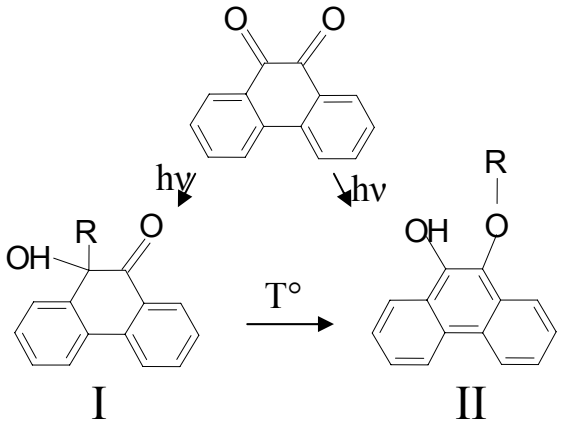



**Рис.3.** Схема фотохимических превращений фенантренхинона


1. A.V. Veniaminov, H. Sillescu, *Macromolecules*, **32**, 1828-1837, (1999).
2. В.В. Могильный, А.В. Трофимова, Матер. VII межд. конф. *ЛФИОТ*, **3**, 147-150, (2008).
3. A. Kuboyama, F. Kobayashi, *Bull. Chem. Soc. Jpn*, **48,** 2145-2148, (1975).
4. Н. Г. Бахшиев, Введение в молекулярную спектроскопию, Ленинград (1987).
5. K. Takahara, H.Saito, T. Inoue, *Polymer*, **40**, 3729-3733, (1999).
6. K. Maruyama, T. Otsuki, Y. Naruta, *Bull. Chem. Soc. Jpn*, **49**, 791-795, (1976).


## ФОРМИРОВАНИЕ ПОЛИМЕРНОГО МИКРОЭЛЕМЕНТА НА ТОРЦЕ ОПТИЧЕСКОГО ВОЛОКНА И АНАЛИЗ ОПТИЧЕСКИХ ПОТЕРЬ ИЗЛУЧЕНИЯ НА ДАННОМ ЭЛЕМЕНТЕ


Собещук Н.О., Фокина М.И.

Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

Проведены исследования по формированию полимерного оптического элемента на торце оптического волокна в ограниченном объем мономерной композиции. Рассмотрены потери вносимые элементом в линию оптической связи и изучены источники данных потерь.

В настоящее время микролинзы широко используются в волоконной оптике для сопряжения волокон с различием диаметров и апертур, соединения волоконных жгутов, обеспечения более эффективного введения в волокно светодиодного излучения. Наибольший интерес для сопряжение волоконных элементов представляют не дискретные, а изготовленные непосредственно на торце микролинзы.

Несомненным преимуществом этой технологии является отсутствие последующего монтажа и юстировки оптической системы, а так же соосность линзы с волокном.

В работе подробно описан метод получения торцевых оптических элементом путем полимеризации капли, нанесенной на торец, исходящим излучением. Метод позволяет получать полимерные микроэлементы нужной высоты, рис.2, высота элемента при достаточной экспозиции равна высоте капли наносимой мономерной смеси.

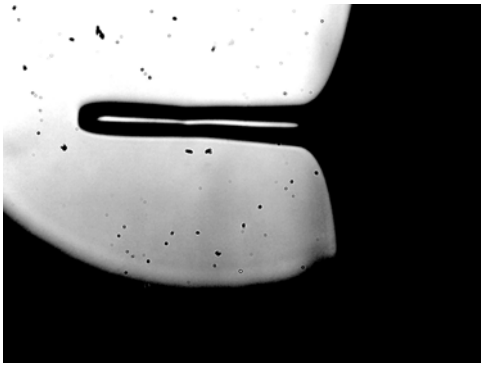


**Рис.1**. Фото микролинзы, выращенной на торце волокна 50/125, экспозиция составляла 45сек

Ширина элемента равна половине диаметра светоносной жилы, радиус кривизны зависит от экспозиции. Отсутствие зависимости ширины элементы от времени облучения объясняется самофокусировкой света в среде мономер-полимер и ингибирующим действием кислорода. Экспериментальные данные подтверждают наличие фокуса у микроэлемента, а так же показывают, что большая часть потерь излучения происходит на границе волновод-элемент.

# РАСЧЕТ ГЕОМЕТРИИ КАНАЛЬНОГО ВОЛНОВОДА МЕТОДОМ ЭФФЕКТИВНОГО ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ, РЕАЛИЗАЦИЯ МЕТОДА НАНОИМПРИНТА «SOFT LITHOGRAPHY» НА ПРИМЕРЕ ДАННОГО ВОЛНОВОДА.

Яковлева Т.В., Арефьева Н.Н.
Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

Методом эффективного показателя преломления рассчитаны геометрические размеры для канальных волноводов различных конфигураций. Исследованы возможности метода наноимпринта «soft lithography» (гибкая литография) для тиражирования волноводов. Экспериментально изучены условия проведения процесса наноимпринта.

Канальные оптические волноводы обеспечивают дополнительное ограничение оптического излучения в поперечном сечении волноводной структуры. Такое ограничение светового потока способствует понижению управляющего напряжения, тока или мощности в активных волноводных элементах и устройствах. Такие волноводы являются конструктивной основой для разработки устройств интегральной оптики, таких как полосковые полупроводниковые лазеры, направленные ответвители, переключатели, модуляторы, перестраиваемые фильтры, волноводные арифметические и логические устройства.

В работе производится вычисление геометрических размеров канальных волноводов (для случая канального волновода в воздушной среде; волновода, покрытого кладдингом) методом эффективного показателя преломления и численными методами. Метод эффективного показателя преломления удобен тем, что позволяет свести расчет трехмерного канального волновода к анализу эквивалентного симметричного планарного волновода, к которому приводится исходная структура [1].

Для формирования канальных волноводов используется метод наноимпринта «soft lithography» (гибкая литография). Метод наноимпринта базируется на принципе модифицирования полимерной пленки при помощи стемпера (штампа) с последующей обработкой ультрафиолетом. Данный метод использует гибкий штамп из силоксана и жидкую УФ-отверждаемую композицию мономеров для получения заданной структуры [2]. Этот способ дает возможность изготавливать сложные трехмерные структуры. Процесс копирования с одной силоксановой матрицы может быть повторен многократно с большой точностью.

1. Семенов А.С., Смирнов В.Л., Шмалько А.В. Интегральная оптика для систем передачи и обработки информации. - М.: Радио и связь, 1990. – 224 с.
2. Sotomayor Torres C.M., Zankovych S, *Materials Science and Engineering*, **№23**, 23–31, (2003)

# СТАЦИОНАРНОЕ ТУШЕНИЕ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ СОПРЯЖЕННОГО ПОЛИМЕРА ЧЕРЕЗ РЕЗОНАНСНЫЙ ПЕРЕНОС ЭНЕРГИИ НА ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ АКЦЕПТОР

Баринов А.Д., Запуниди С.А.
Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

Рассматривается резонансный перенос энергии в тонкой плёнке смеси сопряжённого полимера и энергетического акцептора при оптическом возбуждении. Методом численного моделирования оценивается влияние температуры и взаимного расположения молекул на кривую тушения фотолюминесценции.

В настоящее время активно исследуются сопряженные полимеры (СП), так как они обладают полупроводниковыми свойствами, что дает возможность применять их как потенциально дешевую основу для солнечных батарей и светодиодов. Помимо дешевизны изготовления преимуществом сопряженных полимеров является возможности менять ширину запрещенной зоны с помощью некоторого изменения их химической структуры.

Для работы солнечных батарей необходимо, чтобы экситоны, возникшие при фотовозбуждении, эффективно распадались на электрон и дырку. Но сильное кулоновское взаимодействие между электроном и дыркой в экситоне мешает этому. Например, для полимера PPV энергия вязи экситона примерно равна 0.3 эВ. Хорошо зарекомендовавшим себя способом решения этой проблемы является добавление к СП электронного акцептора с высоким сродством к электрону. Для этого разность энергий их возбужденных уровней должна превосходить энергию связи экситона. В этом случае становится возможным самопроизвольный распад экситона и последующий переход электрона на акцептор. Благодаря достаточно высокой подвижности разделенных зарядов в такой смеси, они достигают электродов и приводят к появлению фототока. Но перенос электрона на акцептор возможен только при непосредственном перекрытии электронных облаков донора и акцептора. Как следствие - радиус такого перехода достаточно мал.

Возможен и другой процесс разделения зарядов, заключающийся в резонансном переносе энергии с полимера на акцептор и последующем переносе дырки с акцептора на полимер. Резонансный перенос энергии также играет важную роль в миграции экситона по фазе полимера, что дает ему возможность достичь фазы акцептора и диссоциировать. Вполне возможно, что в некоторых смесях, благодаря большему радиусу действия (~10 нм), процесс резонансного переноса энергии энергии с сопряженного сегмента на акцептор является доминирующим, по сравнению с процессом переноса электрона.

Для исследования процессов переноса энергии в донорно-акцепторной смесях существует достаточно простой метод – спектроскопия тушения фотолюминесценции (ФЛ). Существует две методики изучения тушения ФЛ: нестационарная, когда изучается временная динамика ФЛ; и стационарная, когда изучается зависимость интенсивности ФЛ полимера от концентрации акцептора. Вторая методика позволяет измерять зависимость интенсивности ФЛ от концентрации акцепторов в широком диапазоне. Полученные результаты можно аппроксимировать модельной кривой, описывающей наиболее важные процессы,

происходящие в донорно-акцепторной смеси; и таким образом проверить её корректность модели.

Существует работа[1], в которой построена аналитическая модель стационарного тушения ФЛ через механизм резонансного переноса энергии. Как и в большинстве аналитических моделей в ней сделан ряд допущений:

1)Применяется равновероятное пространственное распределение сопряженных сегментов, не учитывающее геометрические размеры молекул и структуру полимерной плёнки.

2)Расчет вероятности перехода ведется в приближении точечных диполей. Не учитывается протяженность сопряженных сегментов и их взаимная ориентация.

3)Не учитывается энергия температурных колебаний, то есть исключается возможность перехода экситона на сегмент с более широкой оптической щелью.

В представляемой работе с помощью численного моделирования методом Монте-Карло проверяется влияние модельных приближений на кривую тушения ФЛ. Получена температурная зависимость тушения ФЛ.

Для этого строилась модель пространства заполненного полимером и акцептором на основе фуллерена и рассчитывалась миграция экситона в нем. Благодаря такому построению были учтены характерные размеры полимера и акцептора, зависимость энергии экситона от длины сопряжения, а также ориентация дипольных моментов сопряженных сегментов полимера.

1. С. А. Запуниди and Д. Ю. Паращук, *ЖЭТФ* **134**, 1257 (2008).

# СЕКЦИЯ 7. ОПТИКА И ОБРАЗОВАНИЕ

## ТЕНЗОР ГРУППОВОЙ СКОРОСТИ В ЗАКОНАХ СОХРАНЕНИЯ НЕЛИНЕЙНОЙ ТЕОРИИ ВОЛН

Кочетков С.М.

Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь

При помощи вариационного метода Уизэма введен тензор групповых скоростей в нелинейной теории волн. Через этот тензор сформулированы законы сохранения энергии и импульса.

Как показано в ряде работ[1-3] поляризованную гармоническую волну в сложной среде можно описать с помощью тензора фазы. С понятием тензора фазы тесно связаны понятия тензорной фазовой скорости, тензорного показателя преломления[1-2], тензорной групповой скорости[3]. Тензор групповой скорости имеет простую физическую интерпретацию: проекторы этого тензора определяют поляризацию пакетов, на которые расщепляется исходная группа волн, собственные значения равны групповым скоростям этих пакетов.

Вариационный метод Уизэма[4] появился в результате переноса идей геометрической оптики в нелинейную теорию волн. Этот метод позволяет определить понятия фазы, волнового числа и групповой скорости для нелинейных волн. Цель данной работы состоит в обобщении тензора групповых скоростей на нелинейный случай. Для этого рассмотрим локально плоскую волну

$$\mathbf{E} = f(\frac{1}{\varepsilon}\mathbf{и}(X,T))\mathbf{A}(X,T), \quad X = \varepsilon x, T = \varepsilon t, \varepsilon = 1, \tag{1}$$

где $\mathbf{и}$ - медленно изменяющийся тензор фазы, $\mathbf{A}$ - вектор модулированной амплитуды, множитель $\frac{1}{\varepsilon}$ обеспечивает быстрые осцилляции при медленных изменениях тензора фазы. Определим тензор частот $\mathbf{W}$ и тензор волновых чисел $\mathbf{K}$ следующими соотношениями

$$\frac{d}{dt}f = -\mathbf{W}f` + O(\varepsilon), \ \frac{d}{dx}f = \mathbf{K}f` + O(\varepsilon). \tag{2}$$

где $f`$ - производная, $O(\varepsilon)$ обозначает члены первого порядка малости по параметру $\varepsilon$. Пусть рассматриваемое волновое уравнение имеет точный лагранжиан $L = L(\mathbf{E}, \mathbf{E}_x, \mathbf{E}_t)$.

Усредненный лагранжиан определяется формулой

$$\Lambda = \frac{1}{(2\pi)^2}\int_0^{2\pi}\int_0^{2\pi} L d\theta_1 d\theta_2 . \tag{3}$$

Решение (1) есть двухфазовое векторное решение, и вариационная формулировка метода Уизэма для него строго доказана[4]. Поэтому мы можем утверждать, что медленная эволюция параметров локально плоской волны (1) описывается усредненным вариационным принципом

$$\delta\int \Lambda dT dX = 0. \tag{4}$$

Согласно теореме Нетер, по известным инфинитезимальным операторам группы симметрии лагранжиана можно выписать законы сохранения[5]. Если среда стационарна, то усредненный лагранжиан не имеет явной зависимости от времени. Этому преобразованию симметрии соответствует инфинитезимальный оператор $\frac{\partial}{\partial T}$. Тогда с помощью (4) получаем закон сохранения энергии

$$\frac{d}{dT}\left(Tr(\frac{\partial\Lambda}{\partial\mathbf{W}}\otimes\mathbf{W}) + c.c.\right) + \frac{d}{dX}\left(\left(\frac{\partial\Lambda}{\partial\mathbf{W}}\otimes\mathbf{W}\right)\vdots\frac{\partial\mathbf{W}}{\partial\mathbf{K}} + c.c.\right) = 0, \tag{5}$$

где $\otimes$ - знак тензорного произведения $(\frac{\partial\Lambda}{\partial\mathbf{W}}\otimes\mathbf{W})_{ijkl} = \left(\frac{\partial\Lambda}{\partial\mathbf{W}}\right)_{ij}\mathbf{W}_{kl}$, след тензора четвертого ранга определяется по формуле $Tr(\mathbf{A}) = A_{ijij}$, $\mathbf{A}\vdots\mathbf{B} = A_{ijkl}B_{ijkl}$, по повторяющимся индексам подразумевается суммирование, $c.c.$ - обозначает комплексно-сопряженные члены, $\frac{\partial\mathbf{W}}{\partial\mathbf{K}}$ - тензор групповых скоростей. Если среда однородна, то лагранжиан не изменяется при пространственном смещении системы как целого. Этому преобразованию соответствует инфинитезимальный оператор $\frac{\partial}{\partial X}$. Тогда закон сохранения импульса принимает вид

$$\frac{d}{dT}\left(Tr(\frac{\partial\Lambda}{\partial\mathbf{W}}\otimes\mathbf{K})+c.c.\right)+\frac{d}{dX}\left(\left(\frac{\partial\Lambda}{\partial\mathbf{W}}\otimes\mathbf{K}\right)\vdots\frac{\partial\mathbf{W}}{\partial\mathbf{K}}+c.c.\right)=0. \qquad (6)$$

В теории скалярных волн плотность энергии, умноженная на групповую скорость, дает поток энергии, и плотность импульса, умноженная на групповую скорость, дает поток импульса. Законы сохранения (5)-(6) обобщают эти связи на случай поляризованных нелинейных волн. А именно, след тензора $\frac{\partial\Lambda}{\partial\mathbf{W}}\otimes\mathbf{W}$ или $\frac{\partial\Lambda}{\partial\mathbf{W}}\otimes\mathbf{K}$ дает плотность сохраняющейся величины, произведение этих тензоров с тензором групповой скорости дает поток сохраняющейся величины.


1. Л.М. Барковский, А.Н. Фурс, *Операторные методы описания оптических полей в сложных средах*, Минск, Бел. навука, (2003).
2. Ф.И. Федоров, Л.М. Барковский, Г.Н. Борздов, *Докл. Акад. наук БССР*, **26**, №8, 684-687, (1982).
3. Л.М. Барковский, Г.Н. Борздов, Ф.И. Федоров. *Журн. прикл. спектр*. **39** №6, 996-1000, (1983).
4. Д. Уизем, *Линейные и нелинейные волны*, Москва, Мир, (2000).
5. П. Олвер. *Приложение групп Ли к дифференциальным уравнениям,* Москва, Мир, 351-353, (1989).


## ПРИМЕНЕНИЕ ДИФРАКЦИОННОЙ РЕШЕТКИ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ АБЕРРАЦИЙ ОПТИЧЕСКОГО ЭЛЕМЕНТА


Батомункуев Ю.Ц., Тюшев Н.А., Ханыкова Е.А.

Институт оптики и оптических технологий СГГА, Новосибирск, Россия


В данной работе экспериментально изучаются особенности применения дифракционной решетки для определения монохроматических аберраций оптического элемента [1]. На рисунке 1 представлена схема установки, состоящая из полупроводникового лазера 1, коллимирующей линзы 2, двумерной пропускающей дифракционной решетки 3, оптического элемента 4, диафрагмы 5 с отверстиями, рассеивающего экрана 6, фотокамеры 7, компьютера 8. Узкий луч лазера 1 коллимируется линзой 2 и направляется на пропускающую дифракционную решетку 3. Дифракционная решетка 3 располагается в предметной плоскости, а экран 6 – в плоскости изображения оптического элемента 4. Дифракционные порядки решетки моделируют лучи света, выходящие из точки предмета - точки падения луча лазера на дифракционную решетку 3. Измеряя на экране 6 координаты точек падения лучей, прошедших оптический элемент 4, можно определить аберрации этого элемента. Расположенная после оптического элемента 4 диафрагма 5 с двумя или несколькими отверстиями позволяет выделить из всех прошедших линзу лучей только требуемые лучи. Если оптический элемент 4 расположен перпендикулярно оптической оси, то на экране 6 наблюдаются точки падения лучей, образующих сферическую аберрацию. При наклоне оптического элемента 4

относительно оптической оси на экране 6 наблюдаются точки падения лучей, соответствующие суммарным полевым аберрациям. С помощью фотокамеры 7 увеличенное изображение с экрана 6 вводится в компьютер 8 и координаты точек падения лучей определяются стандартными компьютерными программами.

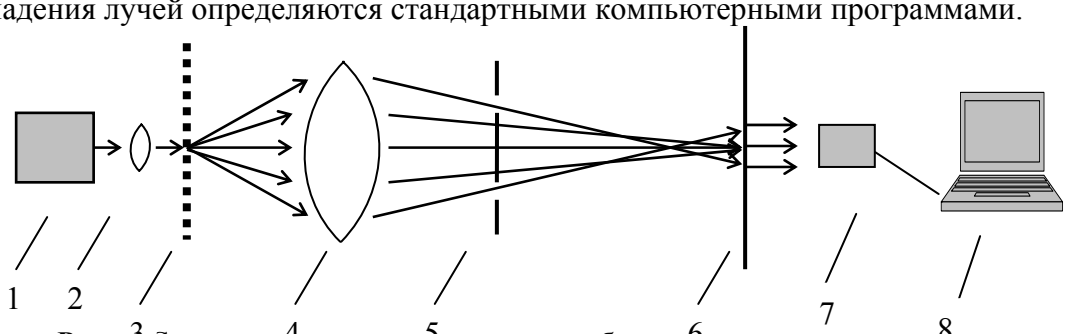



**Рис**. 3 Схема ус 4 овки дл 5 ределения аберра 6 оптич ого эл та

Благодаря наглядности предложенная установка может применяться как установка для лабораторной работы или лекционной демонстрации. В качестве примера в работе выполнено измерение аберраций линз и голограммных элементов. Измеренные результаты совпадают в пределах погрешности с расчетными значениями.


1. Ю.Ц. Батомункуев, Н.А. Тюшев, *Матер. X Междун. учебно-метод. конф. "Современный физический практикум"*, 224-225, (2008).


# КОМПЬЮТЕРИЗАЦИЯ ЛАБОРАТОРНЫХ УСТАНОВОК ПО ИЗУЧЕНИЮ ПОЛЯРИЗАЦИИ СВЕТА


О.П.Матвеев

Нижнетагильская государственная социально-педагогическая академия


Модернизация физического образования в педвузах требует пересмотра традиционных подходов к обучению, в том числе и при проведении лабо-раторного практикума. Практически все этапы выполнения лабораторных работ (измерения и обработка результатов) включают в себя ряд повто-ряющихся операций, имеющих рутинный характер. Эта часть работы существенно возрастает при снятии зависимостей в широких диапазонах измеряемых величин. Таким образом, много учебного времени в лабораторном практикуме расходуется непродуктивно. Использование ПК даёт возможность передать ему часть рутинной трудоемкой работы и, таким образом, авто-матизировать учебный эксперимент.

Компьютер как часть единого измерительного комплекса может обеспечивать регистрацию экспериментальных данных, их обработку и управление ходом эксперимента. Компьютеризированная установка даёт возможность, таким образом, избежать большого числа однообразных измерительных операций, обеспечить визуализацию результатов экспери-мента в реальном времени, высокую точность и скорость математических вычислений, сохранение результатов на электронном носителе информации. Кроме того, опыт показывает, что использование компьютера повышает мотивацию учащихся к выполнению лабораторного эксперимента.

Критерии отбора лабораторных работ, подлежащих автоматизации, могут быть достаточно разнообразными. Целесообразно автоматизировать только те работы, в которых предполагается исследование изучаемых процессов, выявление функциональных зависимостей. Поскольку компьютеризация экспе-римента существенно уменьшает его трудоёмкость, то появляется возможность увеличения объема учебных заданий за счет вариации условий эксперимента и изменения числа объектов исследования. Тем самым, создаётся база для организации исследовательской деятельности и возможность формирования интеллектуальных умений учащихся.

Для изучения поляризации света нами разработаны и созданы две автоматизированные установки. Первая из них позволяет измерять угол Брюстера при отражении света от поверхности диэлектрика. В предлагаемом измерительном комплексе ПК используется как генератор сигналов управ-ления, обеспечивающих поворот оптических элементов, и, одновременно, как регистрирующий прибор (рис.1).

Программное обеспечение позволяет выводить на монитор график зависимости сигнала фотодатчика от угла падения света на стеклянную пластинку. Из графика определяется угол падения света, соответствующий максимальной поляризации отраженного света (для стекла $(56\pm1)^{0)}$). Полученный результат хорошо согласуется с табличным значением.

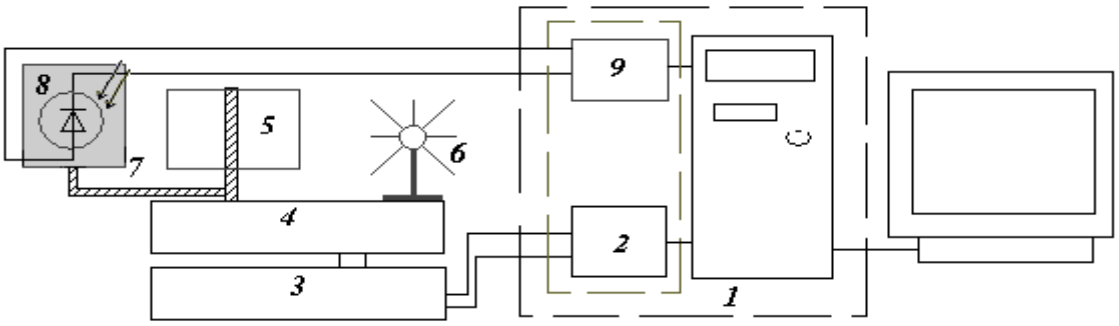



**Рис 1** 1-компьютер; 2- ЦАП; 3- операционный усилитель; 4- поворотный механизм; 5- стеклянная пластинка; 6- источник света; 7- анализатор; 8- фотодатчик; 9- АЦП

Значительное сокращение времени проведения эксперимента дает возможность осуществить в ходе одного занятия исследование отражения от нескольких диэлектриков с различными показателями преломления (стекло, слюда, текстолит, фторопласт),

Другая установка позволяет осуществить проверку закона Малюса, Измерительная схема (рис.2) содержит осветитель, два поляроида, один из которых может вращаться вокруг оптической оси системы, фотоэлектри-ческое регистрирующее устройство. Вращение анализатора осуществляется с помощью шагового двигателя, управляемого ПК. Шаговый двигатель представляет собой двигатель постоянного тока без коллектора. Все коммутации производятся внешними схемами (контроллерами). При этом система двигатель - контроллер обеспечивает возможность вывода ротора в любую фиксированную позицию заданного диапазона угловых разрешений. Таким образом, шаговый двигатель преобразует последовательность циф-ровых переключений в угловое перемещение.

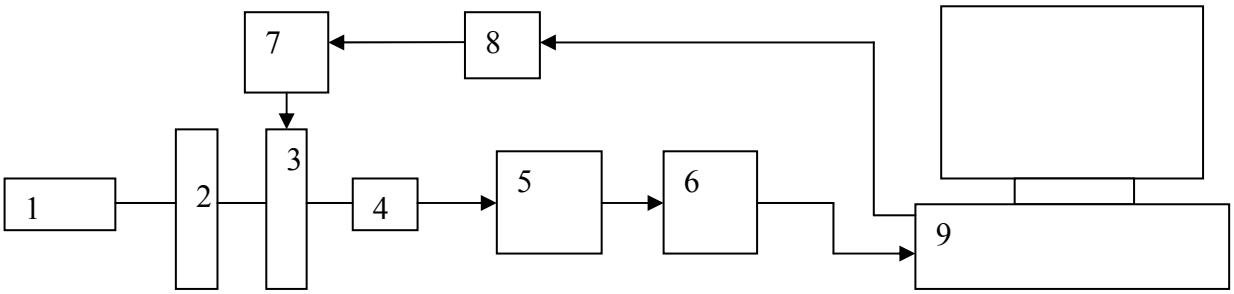



**Рис 2** 1- источник света; 2- поляризатор; 3- анализатор; 4- фотодатчик; 5- двухканальный измеритель ТРМ200; 6- преобразователь интерфейсов С 4; 7- шаговый двигатель; 8- контроллер; 9- персональный компьютер

Период опроса данных определяется частотой подачи импульсов на контроллер шагового двигателя. Для изменения режима работы последнего необходимо варьировать параметры циклов в программе управления его работой. Таким образом, появляется возможность задавать различные углы поворота анализатора и изменять скорость его вращения. Нами был выбран период опроса, равный 1 с, анализатор за это время осуществлял поворот на угол $\theta = 4°$. При этом обеспечивается построение графиков временной зави-симости сигнала фотодатчика и зависимости его величины от угла поворота анализатора.

Из сравнения экспериментальной кривой с расчётной следует вывод о соответствии на качественном уровне полученной экспериментальной зависимости закону Малюса. Автоматизация установки позволяет транс-формировать традиционную лабораторную работу в небольшое исследование, в котором возможно:

- внесение корректив в компьютерные программы эксперимента (установка требуемого угла поворота анализатора, частоты его вращения, периода опроса данных), что обеспечивает варьирование числа экспери-ментальных точек;
- изменение освещённости поляризатора;
- использование различных источников света (лампа накаливания, лазер, светодиод);

Все это дает возможность предоставить каждому студенту индивидуальное задание.

Таким образом, использование ПК позволяет существенно повысить эффективность лабораторного занятия по изучению поляризации света.

# СЕМИНАР «ОПТИЧЕСКИЕ МЕТАМАТЕРИАЛЫ, ФОТОННЫЕ КРИСТАЛЛЫ И НАНОСТРУКТУРЫ»

## ДИФРАКЦИЯ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ НА НЕОДНОРОДНЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИ УПРАВЛЯЕМЫХ ОДНОМЕРНЫХ ФОТОННЫХ ФПМ-ЖК СТРУКТУРАХ

Устюжанин С. В., Шарангович С. Н.
Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники, Томск, Россия

В работе представлена математическая модель, описывающая дифракцию световых пучков на неоднородных электрически управляемых одномерных фотонных структурах образованных в фотополимерных материалах с жидкокристаллической компонентой голографическим методом, с учетом профиля показателя преломления сформированной решетки, инкапсуляции молекул жидкого кристалла. При помощи численного моделирования было исследовано влияние неоднородности профиля показателя преломления на дифракционную эффективность, селективные свойства, искажения амплитудно-фазового профиля и поляризационные параметры дифрагированного поля, описан эффект выключении- выключения световых пучков.

Исследование нелинейных эффектов голографического формирования дифракционных структур (ДС) сформированных в фотополимерных материалах с жидкокристаллической компонентой (ФПМ-ЖК), изучение дифракционных характеристик таких структур позволит создать на основе ФПМ-ЖК ДС динамически управляемые элементы для устройств оптической связи и отображения информации.

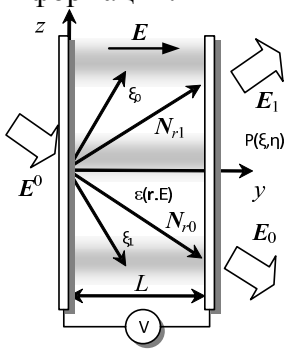



**Рис.1.** Схема дифракции на ДР в ФПМ-ЖК

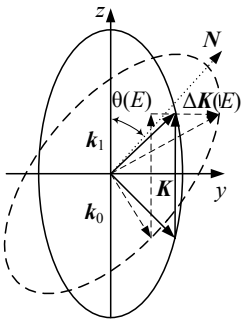



**Рис.2.** Векторная диаграмма дифракции

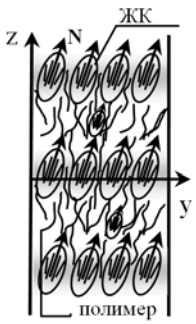



**Рис.3.** Ориентация ЖК капсул в ДР

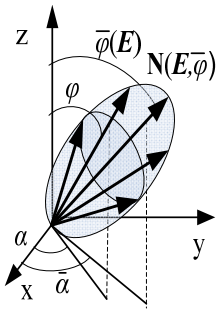



**Рис.4.** Ориентация директора ЖК в капле

Целью данной работы является представление математической модели дифракции световых пучков на неоднородной электрически управляемой одномерной фотонной ФПМ-ЖК структуре и изучение дифракционных характеристик такой структуры при различных параметрах записи.

При голографическом формировании ДР в ФПМ-ЖК материале за счет фотополимеризационного (рис 1, 2), диффузионного и инкапсуляционного механизмов (рис 3) формируется пространственно-неоднородное распределение тензора диэлектрической проницаемости:

$$\langle \mathrm{e}(\mathbf{r},\mathbf{E})\rangle = \mathrm{e}_0(\mathbf{E}) + \langle \Delta\mathrm{e}(\mathbf{r},\mathbf{E})\rangle n_1(\mathbf{r})\cos(\mathbf{K}\cdot\mathbf{r}), \qquad (1)$$

где $n_1(\mathbf{r})$ - нормированный профиль первой гармоники показателя преломления ДС [1,2]; $\langle \Delta\mathrm{e}(\mathbf{E})\rangle = (1-\rho)\Delta\mathrm{e}_p + \rho\langle \Delta\mathrm{e}_{lc}(\mathbf{E})\rangle$; ρ – объемная доля молекул ЖК, $\Delta\mathrm{e}_p(\mathbf{r}) = \delta\mathrm{e}_p\mathbf{I}$; $\mathbf{I}$ – единичный тензор; $\mathbf{K}$ –вектор решетки, $\langle \Delta\mathrm{e}_{lc}(\mathbf{E})\rangle$ - статистически усредненный тензор диэлектрической проницаемости ЖК. $\langle \Delta\mathrm{e}_{lc}(\mathbf{E})\rangle$ определятся ориентацией $\mathbf{N}(\mathbf{r},\mathbf{E})$, которая зависит от приложенного электрического поля [2]. Статистику распределения директора ЖК $\mathbf{N}(\mathbf{r},\mathbf{E})$ в (1), с учетом большого количества молекул, можно принять гауссовой [2] (рис. 4).

Световое поле на выходе ФПМ-ЖК образца будем искать методом медленно меняющихся амплитуд (ММА) в виде суммы волн нулевого и первого порядка дифракций:

$$\mathbf{E} = 0{,}5[\sum_{m}^{o,e}\sum_{j=0,1}\mathbf{e}_j^m E_j^m(\mathbf{r})\exp[i(\omega t - \mathbf{k}_j^m\cdot\mathbf{r}] + \text{c.c.}], \qquad (2)$$

где поляризации $\mathbf{e}_j^m$ и волновые векторы $\mathbf{k}_j^m$ определяются в нулевом приближении метода ММА, *m*=o, *e*- обыкновенные и необыкновенные волны соответственно.

Комплексные амплитуды $E_j(\mathbf{r})=E_j(y,z)$ определяются из первого приближения метода ММА и находятся из уравнений связанных волн (УСВ) [1]:

$$\mathbf{N}_{r0}^m\cdot\nabla E_0^m(\mathbf{r}) = -iC_1^m(E)n_1^*(\mathbf{r})E_1^m(\mathbf{r})\exp[+i\Delta\mathbf{K}^m(E)\cdot\mathbf{r}]$$

$$\mathbf{N}_{r1}^m\cdot\nabla E_1^m(\mathbf{r}) = -iC_0^m(E)n_1(\mathbf{r})E_0^m(\mathbf{r})\exp[-i\Delta\mathbf{K}^m(E)\cdot\mathbf{r}], \qquad (3)$$

где коэффициенты связи:

$$C_{0,1}^m(E) = 0{,}25\omega(\mathbf{e}_1^m\langle\Delta\mathrm{e}(E)\rangle\mathbf{e}_0^m)(c_c\, n_{1,0}\cos\beta_{1,0}^m)^{-1}, \qquad (4)$$

$\mathbf{N}_{r0,1}^m$, $\Delta\mathbf{K}^m(E) = \mathbf{k}_0^m(E) - \mathbf{k}_1^m(E) + \mathbf{K}$ - групповые нормали и фазовые расстройки, $c_c$- скорость света.

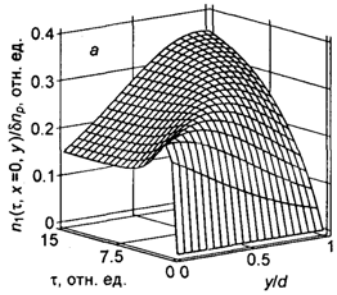



**Рис. 5.** Кинетика изменения профиля $n_1(\tau,y)$ ДС

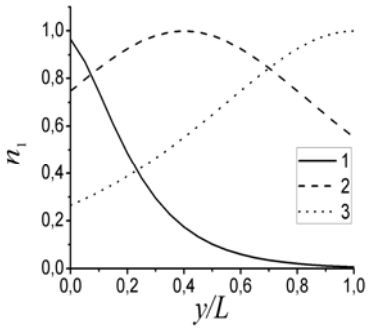



**Рис. 6.** Зависимость $n_1(\mathbf{y})$

Начальные условия для решения (3), задаются на плоскости $\mathbf{y}_0\cdot\mathbf{r}=0$ (рис.1)

$$E_0^m(y=0,z) = E^m(y,z),$$

$$E_1^m(y=0,z) = 0.$$

При голографической записи ДС в поглощающих ФПМ-ЖК, как показано на рис.5 и в работе[3], профиль первой гармоники показателя преломления $n_1(\mathbf{r})$ является существенно неоднородным и трансформирующимся со временем записи. Для произвольного времени записи результирующий профиль может быть аппроксимирован выражением (рис. 6):

$$n_1(y,c,s,t) = ch^{-1}[c(sy-t)], \qquad (5)$$

где *c,s,t* – параметры, определяемые путем минимизации функционала среднеквадратического отклонения аппроксимирующей функции (5) от профиля, представленного на рис.5. Ошибка аппроксимации составляет< 3%.

Для распределения (1) их решения находятся методом Римана аналогично [4]. В апертурных координатам $\xi_0 = -\eta_0 y + \nu_0 z$, $\xi_1 = \eta_1 y - \nu_1 z$ (рис.1) результирующие выражения для амплитудных профилей дифракционного поля на выходе ДС имеют вид: в нулевом порядке $E_0^m(\xi E)$

$$E_0^m(\xi E) = E^m\left(\frac{\xi}{\nu_0}\right) - \frac{b_1^{m\,2}}{2} A \int_{-1}^{+1} E^m\left(\frac{\xi}{\nu_0} - g(1-q)\right) \times$$

$$\times \exp\left[i\frac{\Delta K^m L}{2}(1-q)\right] \sinh\left[\frac{cs(1+q)}{2}\right] \cdot {}_2\mathrm{F}_1(1-\alpha, 1+\alpha; 2; w) dq, \qquad (6)$$

и первом порядке $E_1^m(\eta E)$

$$E_1^m(\eta, E) = -i\frac{b_1^m}{2}\int_{-1}^{+1} E^m\left(g(1-q) - \frac{\eta}{\nu_1}\right) \exp\left[-i\frac{\Delta K^m L}{2}(1-q)\right] \times$$

$$\times \cosh^{-1}[c(s(1-q)/2+t)] \cdot {}_2\mathrm{F}_1(-\alpha, \alpha, 1; w) dq, \qquad (7)$$

где ${}_2\mathrm{F}_1(a,b;c;z)$ – гипергеометрическая функция Гаусса, $\alpha = b_j^{\mathrm{m}}(E)$,

$w = \sinh[cs(1-q)/2]\sinh[cs(1+q)/2]/\cosh[ct]\cosh[c(s-t)]$;

$A = (cs\cosh[ct)]\cosh[c(s-t)])^{-1}$; $b_j^{\mathrm{m}}(E) = L \cdot C_j^m(E)/\sqrt{\nu_1\nu_0}$, $\Delta K^m(E)$ - коэффициенты связи и фазовая расстройка, зависящие от внешнего управляющего электрического поля *E*; $\nu_j = \cos\varphi_j$, $\varphi_j$ - углы между нормалями $\mathbf{N}_j$ и осью **y** (рис. 2), *j*=0,1, *L*-толщина образца, $g = L\sin(\varphi_0 + \varphi_1)/2W\cos(\varphi_1)$ -геометрический параметр; $E^m(\xi)$ *W*-- амплитудный профиль и ширина падающего пучка на входе ДР (при *y*=0), *m=o,e*- обыкновенная и необыкновенная волны.

Векторные амплитуды волн на выходной плоскости (*y=L*) для дифрагированных и прошедших волны запишется в виде суммы обыкновенных и необыкновенных волн, определяемых решениями (6), (7):

$$\mathbf{E}_1(\eta, E) = \sum_{m=o,e} \mathbf{e}_1^m E_1^m(\eta, E), \; \mathbf{E}_0(\xi, E) = \sum_{m=o,e} \mathbf{e}_1^m E_0^m(\xi, E). \qquad (8)$$

Результаты работы могут быть полезны для расчета и проектирования устройств оптической связи, таких как мультиплексоры, фильтры и т.п..

Работа выполнена по проекту № РНП.2.1.1.429 программы «Развитие научного потенциала высшей школы на 2009-2010 г.»

1. Устюжанин С.В., Шарангович С.Н., *Известия вузов. Физика,* **51**, №9/3, 171-172, (2008).
2. Richard L. Sutherland, *JOSA B,* **19**, №.12, 2995- 3003, (2002).
3. Довольнов Е.А., Устюжанин С.В., Шарангович С.Н., *Известия вузов. Физика,* **49**, №10, 81-89, (2006).
4. Шарангович С.Н., *Радиотехника и электроника,* **40,** №8, 1211-1222, (1995).

# АКУСТООПТИЧЕСКАЯ ДИФРАКЦИЯ БРЭГГА В ДВУМЕРНЫХ ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛАХ

З.А. Пятакова
Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, г. Москва, Россия

В работе построена модель дифракции света на ультразвуке в периодически неоднородной среде – двумерном фотонном кристалле. Показано, каким образом модифицируются условия фазового синхронизма. Волновое уравнение для света в периодически неоднородной среде с учетом фотоупругого эффекта сведено к задаче на собственные значения и показано, какие типы акустических волн могут вызывать дифракцию света.

Явление дифракции света на ультразвуковых волнах является удобным способом управления светом в веществе и основой для создания многочисленных устройств – перестраиваемых фильтров, дефлекторов, модуляторов света [1].

Для задач акустооптики фотонные кристаллы могут быть полезны как новый материал с управляемой дисперсией. Замедление света и звука, наблюдаемое на границе запрещенной зоны фотонного кристалла, как ожидается, может привести к увеличению эффективности взаимодействия. Как правило, для приложений наиболее интересна дифракция Брэгга, при которой существуют прошедшая волна и один дифракционный максимум.

Целью настоящей работы является разработка методов расчета акустооптического взаимодействия в фотонных кристаллах, основываясь на уже известных методах расчета акустооптического взаимодействия в однородных средах и нелинейных взаимодействий в фотонных кристаллах.

Благодаря фотоупругому эффекту в фотонном кристалле происходит нелинейное взаимодействие световой волны с частотой $\omega_i$ и акустической с частотой $\Omega$, в результате которого образуется дифрагированная волна с частотой $\omega_d$. При этом выполняются законы сохранения энергии и импульса

$$\omega_i + \Omega = \omega_d; \quad \mathbf{k}_i + \mathbf{K} = \mathbf{k}_d + \mathbf{G} \tag{1}$$

где **G** – вектор обратной решетки фотонного кристалла.

Направления распространения волн при акустооптическом взаимодействии можно определить с помощью метода векторных диаграмм. На рис. 1. показан пример такой диаграммы – откладываются волновые векторы падающего и дифрагированного света, звука, и поверхность постоянной частоты. В большинстве задач частота света намного меньше частоты звука, это позволяет пренебрегать изменением частоты при дифракции. Поверхность постоянной частоты рассчитана для TE и TM поляризаций в фотонном кристалле, представляющем собой цилиндрические волокна кварца в матрице кремния, образующие квадратную решетку. Расчеты производились с помощью метода плоских волн.

При фиксированной частоте звука существует только один угол падения света (для изотропной или анизотропной дифракции), при котором выполняются условия синхронизма (1), этот угол называется углом Брэгга. Метод расчета частотных зависимостей угла Брэгга, которые являются одной из важнейших характеристик акустооптических устройств, подробно описан в [2].

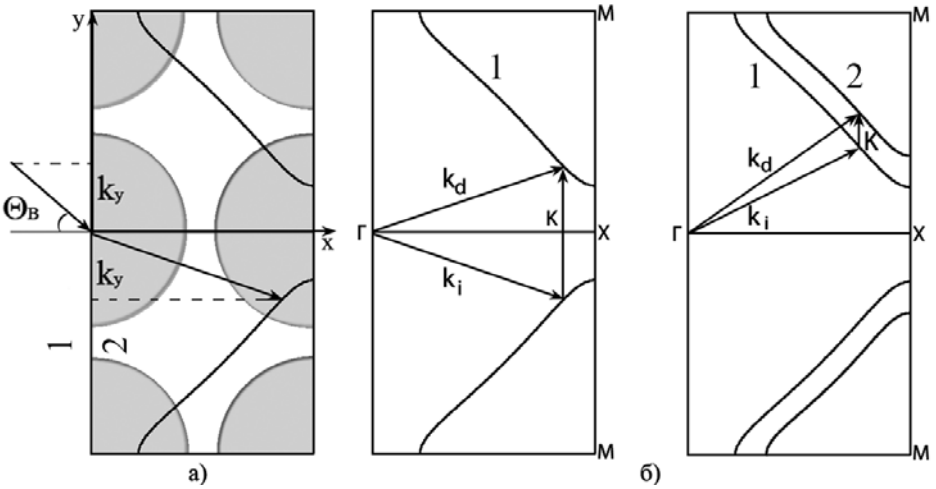



**Рис. 1.** а) Граничные условия для падающего света на границе фотонного кристалла – сохранение тангенциальной компоненты волнового вектора. 1 – вакуум, 2 – фотонный кристалл б) примеры векторных диаграмм для фотонного кристалла. 1, 2 – изочастотные кривые соответственно для TE и TM поляризаций

Для расчета эффективности взаимодействия необходимо построить модель, позволяющую не только определить направления, в которых могут распространяться свет и звук при дифракции, но и определить амплитуды взаимодействующих волн. Рассмотрим волновое уравнение для вектора H:

$$\mathrm{rot}\frac{1}{\varepsilon}\mathrm{rot}\,\mathbf{H} = \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2\mathbf{H}}{\partial t^2} \tag{2}$$

$$\varepsilon(\mathbf{r},t) = \varepsilon(\mathbf{r}) + \Delta\varepsilon(\mathbf{r},t), \quad \Delta\varepsilon(\mathbf{r},t) = \Delta\varepsilon_0(\mathbf{r})e^{i(\Omega t - \mathbf{Kr})}, \ \Omega \ll \omega, \quad \Delta\varepsilon \ll \varepsilon;$$

Здесь $\Delta\varepsilon$ - добавка, получающаяся за счет фотоупругого эффекта.

Ищем решение в виде суммы гармонических волн с частотами $\omega + n\Omega$.

В случае дифракции Брэгга присутствуют только падающая волна $H_0$ и дифрагированная $H_1$. Для этих волн получим следующую систему уравнений:

$$\begin{aligned} &\mathrm{rot}\,\varepsilon^{-1}\,\mathrm{rot}\,\mathbf{H}_0 - \mathrm{rot}\,\Delta\varepsilon_o^{-1}\,\mathrm{rot}\,\mathbf{H}_1 = \frac{\omega^2}{c^2}\mathbf{H}_0 \\ &\mathrm{rot}\,\varepsilon^{-1}\,\mathrm{rot}\,\mathbf{H}_1 - \mathrm{rot}\,\Delta\varepsilon_o^{-1}\,\mathrm{rot}\,\mathbf{H}_0 = \frac{(\omega-\Omega)^2}{c^2}\mathbf{H}_1 \end{aligned} \tag{3}$$

Ищем решение в виде суммы блоховских волн с огибающей, медленно меняющейся вдоль направления взаимодействия, задаваемого координатой x.

$$\begin{aligned} &\mathbf{H_0}(\mathbf{r}) = \mathbf{C_0}(x)\sum_{\mathbf{G}}\mathbf{M_0}e^{i(\mathbf{k_0}+\mathbf{G})\mathbf{r}} \\ &\mathbf{H}_1(\mathbf{r}) = \mathbf{C}_1(x)\sum_{\mathbf{G}}\mathbf{M}_1 e^{i(\mathbf{k}_1+\mathbf{G})\mathbf{r}} \end{aligned} \tag{4}$$

где $\mathbf{M}_{0,1}$ – амплитуды блоховских волн в фотонном кристалле, $\mathbf{C}_{0,1}$ – огибающие блоховских волн, не являющиеся периодическими функциями координат и зависящие только от координаты *x* в направлении взаимодействия, причем медленно

меняющиеся по координате. Это позволит нам пренебречь вторыми производными $d^2\mathbf{C}_{0,-1}/dx^2$. Подставляя (4) в (3), получаем систему матричных уравнений для фурье-компонент амплитуд падающих и дифрагированных волн:

$$\begin{cases} \tilde{A}_{10}\dfrac{d\tilde{C}_0}{dx} = \tilde{B}_{20}\tilde{C}_1 + \tilde{B}_{10}\dfrac{d\tilde{C}_1}{dx}; \\ \tilde{A}_{11}\dfrac{d\tilde{C}_1}{dx} = \tilde{B}_{21}\tilde{C}_0 + \tilde{B}_{11}\dfrac{d\tilde{C}_0}{dx} \end{cases} \quad \text{где } \tilde{C}_{0,1} = C_{0,1}M_{0,1} \tag{5}$$

Система дифференциальных уравнений сводится к обобщенной задаче на собственные значения:

$$\begin{pmatrix} \tilde{A}_{10} & -\tilde{B}_{10} \\ -\tilde{B}_{11} & \tilde{A}_{11} \end{pmatrix}\begin{pmatrix} \lambda_1 & 0 \\ 0 & \lambda_2 \end{pmatrix}\mathbf{C}_\lambda = \begin{pmatrix} 0 & \tilde{B}_{20} \\ \tilde{B}_{21} & 0 \end{pmatrix}\mathbf{C}_\lambda \tag{6}$$

Матрицы, входящие в систему, содержат все компоненты тензора диэлектрической проницаемости, волновые векторы падающего и дифрагированного света, звука и векторы обратной решетки, и они будут приведены непосредственно в докладе. Данная задача на собственные значения может быть решена численно.

Из вида матриц, входящих в систему (6), можно сделать следующие выводы: Для существования изотропной дифракции достаточно того, чтобы акустическая волна изменяла диагональные компоненты тензора диэлектрической проницаемости, это происходит при воздействии или продольной, или сдвиговой волны. Для существования анизотропной дифракции необходимо, чтобы акустическая волна изменяла как диагональные, так и недиагональные компоненты тензора диэлектрической проницаемости. Для того, чтобы такая дифракция существовала в изотропных веществах, акустическая волна должна иметь как продольную, так и сдвиговую компоненту.

Построенная математическая модель позволяет до компьютерных вычислений определить, под воздействием акустических волн какого типа будет происходить дифракция, а при компьютерном моделировании – дать количественные характеристики акустооптического взаимодействия в фотонном кристалле.


1. В.И. Балакший, В.Н. Парыгин, Л.Е. Чирков «Физические основы акустооптики»// М.: Радио и связь, (1985)
2. З.А. Пятакова, Г.В. Белокопытов, *Вестник МГУ. Сер.3. Физика. Астрономия*. №3, стр.46 (2009)


## ОБНАРУЖЕНИЕ ПОВЕРХНОСТНОГО ПЛАЗМОННОГО РЕЗОНАНСА В СПЕКТРАХ ОПТИЧЕСКОГО ПОГЛОЩЕНИЯ ВОДНЫХ СУСПЕНЗИЙ НАНОГРАФИТА


Волгаев А.С.*, Осипов В.Ю.*, Enoki T.**, Takai K.**, Kaburagi Y.[+], Endo M.[++], Hayashi T.[++], Вуль А.Я.*

* Физико-технический институт, Санкт-Петербург, Россия

** Tokyo Institute of Technology, Tokyo, Japan

[+] Musashi Institute of Technology, Tokyo, Japan
[++] Shinshu University, Nagano, Japan

На спектрах оптического поглощения водных суспензий нанографита выявлена характерная особенность в области 255 нм. Обнаруженный широкий пик поглощения связан с эффектом поверхностного плазмонного резонанса в частицах нанографита.

В последнее десятилетие активно исследуются наноуглеродные материалы с развитой π-электронной системой (активированные углеродные волокна, нанотрубки, нанографиты) [1]. В отличие от фуллеренов, имеющих замкнутую π-электронную систему, обусловленную наличием определённого количества встроенных пентагонов в гексагональную углеродную структуру, нанографиты и нанографены имеют края открытого типа и так называемые краевые электронные локализованные состояния. Использование суспензий наноструктурированных углеродных материалов актуально в задачах построения оптических ограничителей мощного лазерного излучения, работающих на практически безинерционном эффекте нелинейного оптического поглощения в таких гибридных средах.

Монодисперсные нанографитовые частицы были получены путём отжига наноалмазов детонационного синтеза (размер зерна 4-5 нм) в атмосфере аргона при 1600 ºС по методу описанному в [2,3]. Для этого, обработанный в соляной кислоте наноалмазный порошок (хорошо очищенный от металлических примесей) отжигался в электропечи в потоке аргона при давлении 1.47 бар. Такая обработка проводилась в течение различных временных интервалов (от 2 до 120 минут). Далее полученый порошок нанографита использовался для приготовления водной суспензии этих наночастиц. Серия различных суспензий (осветленная, промежуточная, загущенная, до 6 концентраций) была получена путём многократного последовательного разбавления исходной загущенной суспензии.

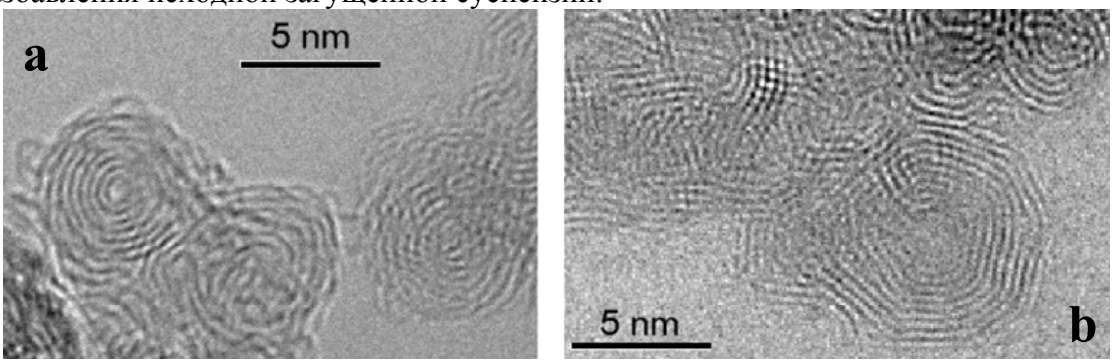



Рис. **1**. HRTEM изображения частиц нанографита, полученных в результате отжига при 1600 ºС в течение 7 мин (a) и 120 мин (b)

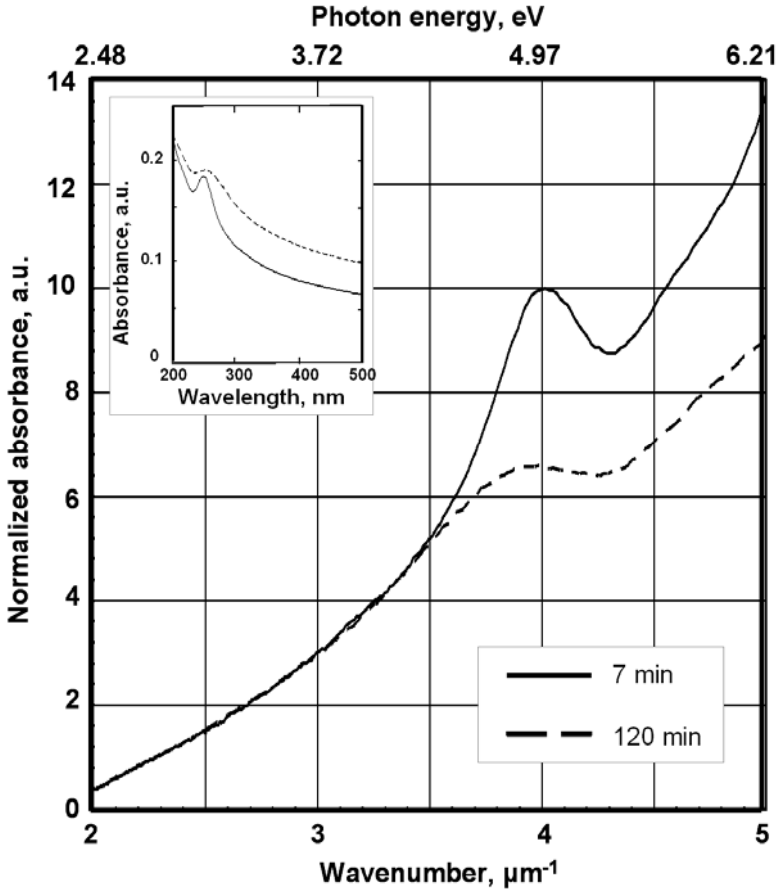



Рис. **2**. Спектры оптического поглощения водных суспензий нанографита, полученного из наноалмаза путём отжига в течение различных промежутков времени

Цель настоящего исследования – выявить корреляцию между структурными и электронными свойствами нанографитовых порошков и оптическими свойствами нанографитовых суспензий. Такая задача поставлена в связи с тем, что по мере увеличения времени отжига при температуре 1600 ºС происходит трансформация (изменение формы) нанографитовых частиц. Согласно данным, полученным с помощью просвечивающей электронной микроскопии высокого разрешения (HRTEM), отжиг при температуре 1600 ºС преобразует наноалмазные частицы в квазисферический углерод луковичной формы (размером 5-7 нм) уже после 2 минут термической обработки. При временах отжига в интервале 30 – 120 минут углерод луковичной формы плавно трансформируется в полиэдрические нанографитовые частицы с полым ядром. По данным рентгеновской дифрактометрии (XRD) среднее расстояние между графитовыми слоями $d_{002}$ в полиэдрических частицах составляет 0.345 нм, что несколько превышает соответствующее значение для объёмного графита (0.335 нм). Такое различие межслоевых расстояний свидетельствует о том, что квазисферические и полиэдрические частицы имеют турбостратный характер и в них отсутствует трёхмерное упорядочение слоёв. Значения межслоевых расстояний, найденные методом рентгеновской дифрактометрии, в целом хорошо совпадают с результатами, полученными с помощью просвечивающей электронной микроскопии высокого разрешения.

Спектры оптического пропускания приготовленных суспензий регистрировались в диапазоне 190 – 1100 нм. На рис. 2 приведены характерные спектры оптического поглощения для двух суспензий нанографитовых частиц,

полученных при 7 и 120 мин термической обработки. Были предприняты меры для предотвращения влияния на регистрируемый спектр паразитных эффектов, связанных с рассеянием коллимированного пучка света на агрегатах нанографитовых частиц во время его прохождения через суспензию в кварцевой кювете. Отчетливо выраженная особенность в области 255 нм, связанная с эффектом плазмонного резонанса, наблюдается на всех спектрах поглощения нанографитовых суспензий, полученных из частиц с разным временем термической обработки. Здесь подразумевается, что возбуждение поверхностных плазмонов ответственно за появление широкого пика поглощения вблизи 255 нм. Наблюдаемое красное смещение положения поверхностного плазмонного резонанса относительно соответствующего значения в вакууме (217.5 нм, 5.7 эВ) может быть связано как с водным окружением нанографитовых частиц, так и с их частичной агрегацией [4]. Наблюдаемые изменения в спектрах оптического поглощения нанографитовых суспензий связаны с развитием π-электронной системы в процессе графитизации, детально описанным в работах [2,3].


1. M.S. Dresselhaus, G. Dresselhaus, P.C. Eklund. *Science of fullerenes and carbon nanotubes*. San Diego. Academic Press, 756-864, (1996).
2. V.Yu. Osipov, T. Enoki, K. Takai, K. Takahara, M. Endo, T. Hayashi, Y. Hishiyama, Y. Kaburagi, A.Ya. Vul', *Carbon*, **44**, 1225-1234, (2006).
3. V.Yu. Osipov, A.I. Shames, T. Enoki, K. Takai, M. Endo, T. Hayashi, Y. Kaburagi, A.Ya. Vul', *Diamond & Related Materials*, **18**, 220-223, (2009).
4. S.Tomita, M.Fujii, S.Hayashi, *Phys. Rev. B*, **66**, 245424(1-7), (2002).


# ДИАГНОСТИКА ФУНКЦИОНАЛЬНЫХ ГРУПП НА ПОВЕРХНОСТИ ХИМИЧЕСКИ МОДИФИЦИРОВАННОГО НАНОАЛМАЗА МЕТОДОМ ИК-СПЕКТРОСКОПИИ


Волгаев А.С., Осипов В.Ю., Shames A.I.*, Алексенский А.Е., Вуль А.Я.
Физико-технический институт, Санкт-Петербург, Россия
* Ben-Gurion University of the Negev, Be’er-Sheva, Israel



Исследовались частицы наноалмаза с поверхностью, химически модифицированной ионами бивалентной меди $Cu^{2+}$. Резко выраженные линии в спектрах ИК поглощения модифицированного наноалмаза при 1048, 1120 и 1164 $см^{-1}$ связаны с различными модами валентных колебаний в C-O и C-O-C группах.


Наночастицы с химически модифицированной поверхностью представляют собой новый класс гибридных наноматериалов и могут служить основой для производства композитных материалов, обладающих необычными механическими, трибологическими и прочностными свойствами. Среди таких перспективных материалов особое место занимает наноалмаз детонационного синтеза (размер кристаллита 4-5 нм). Использование наноалмазов актуально в задачах адресной доставки лекарственных соединений и молекул, в разработке наноразмерных биозондов и биосовместимых флюоресцентных маркеров [1,2].

В обычных условиях поверхность наноалмазной частицы насыщена различными функциональными группами, ковалентно связанными с поверхностью. Среди них карбоксильные, карбонильные, гидроксильные, ангидридные, а также поверхностные С-Н группы. В водной суспензии частиц наноалмаза карбоксильные группы диссоциируют с образованием ионной группы $-COO^-$, ковалентно связанной с поверхностью, и катиона $H^+$ (рис.1). В результате, в водной суспензии поверхность наноалмазной частицы заряжена отрицательно. Таким образом использование наноалмазной суспензии дает отличные возможности для дальнейшей направленной рефункционализации поверхности наноалмаза различными органическими и неорганическими атомными группами, ионами металлов, органическими флюоресцентными комплексами и биологически активными молекулами. Полная или частичная диссоциация в водной среде карбоксильных групп, присутствующих на поверхности наноалмаза, означает, что при смешивании суспензии наночастиц с водным раствором, содержащим некоторое вещество в диссоциированной форме, на поверхности частиц могут происходить реакции ионного обмена с растворёнными катионами (рис.1).

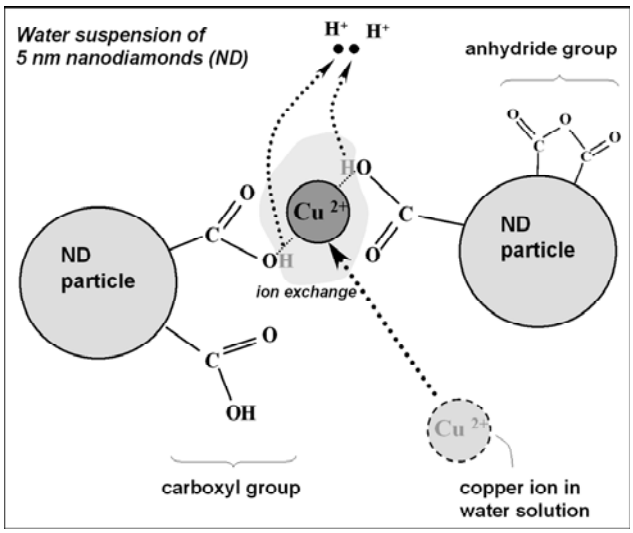



Рис. 1. Механизм модификации поверхности частицы наноалмаза ионами меди

Химическая модификация наноалмаза ионами $Cu^{2+}$ осуществлялась путём смешивания водной суспензии наноалмазных частиц с водным раствором ацетата меди. Далее смесь была подвергнута продолжительному интенсивному ультразвуковому воздействию. Такое воздействие способствовало дезагрегации наноалмазных частиц и интенсивному ионному обмену в водном растворе между ионами двухзарядной меди $Cu^{2+}$ и двумя протонами ближайших соседних карбоксильных групп наночастицы (рис.1). После этого материал экстрагировася и высушивался (образцы А2 и А3). В результате можно было предположить, что в высушенном продукте ионы двухвалентной меди связаны с поверхностью наноалмаза силами дальнодействующего кулоновского взаимодействия.

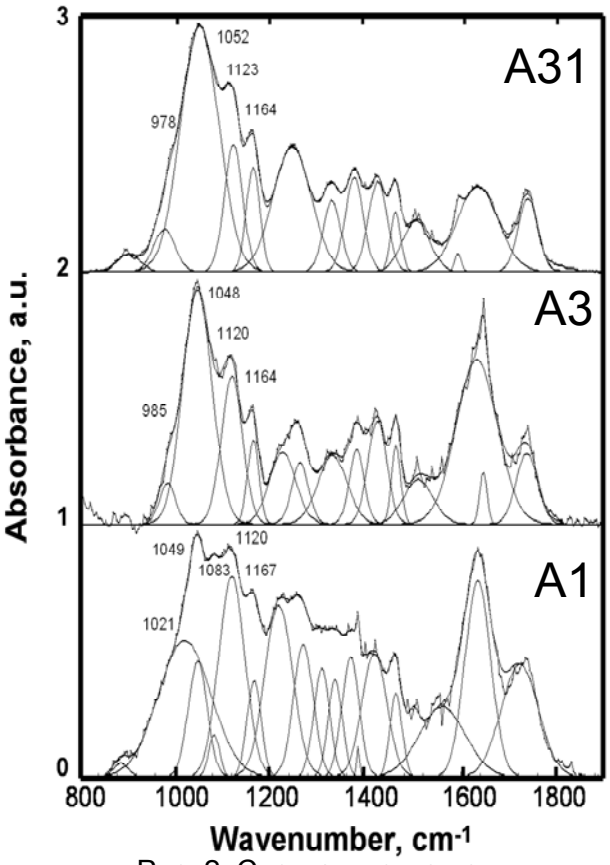



Рис. 2. Спектры поглощения наноалмазов: исходного (А1), химически модифицированного медью (А3) и термически обработанного (А31)

Мы исследовали следующую серию образцов: А1 – исходный очищенный наноалмаз, А2 и А3 – наноалмаз модифицированный медью, с содержанием меди, соответственно, 0.06 и 0.6 вес. %; другие образцы этой серии, А31 и А32, были приготовлены отжигом А3 при температуре 550 и 900 °С в потоке водорода в течение 2 часов. С помощью методики электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) удалось подтвердить, что медь присутствует в образце преимущественно в ионной форме $Cu^{2+}$ и ее концентрация в образце А3 достигает 4 ионов на одну наночастицу размером 4-5 нм. Отметим, что общее количество поверхностных связей ≡C(sp3)– одной частицы наноалмаза, насыщенных функциональными группами, достигает около 1300.

ИК спектры образцов А1, А2, А3 и А31 обнаруживают присутствие гидроксильной, карбонильной и С-Н групп. Наличие гидроксильных групп связано в основном с молекулами воды, адсорбированными на поверхости наноалмаза. Они обуславливают поглощение в области 1630 $см^{-1}$, связанное с деформационной модой -О-Н, и очень сильное поглощение в области 3400 $см^{-1}$, обусловленное уже валентными колебаниями -О-Н. Адсорбированная вода может быть также захвачена в нанопоры внутри агрегатов наноалмазных частиц. С другой стороны, наблюдение карбонильной группы (линия валентных колебаний С=О при 1740–1760 $см^{-1}$) свидетельствует о присутствии в исследуемой системе карбоксильных групп – СООН. Узкие пики поглощения при 2850 и 2920 $см^{-1}$ связаны с модами валентных колебаний $C(sp^3)$-Н групп, что свидетельствует о том, что часть поверхностных атомов углерода насыщена водородом. Зафиксирована трансформация узких пиков при 2850 и 2920 $см^{-1}$, регистрируемых в образце А3, в широкую полосу поглощения со слабо разрешёнными линиями в образце А31. Последний факт свидетельствует об увеличении количества атомарного водорода, терминирующего поверхность наноалмаза в результате отжига в водороде, а также о сдвиге частот валентных колебаний $C(sp^3)$-Н за счёт взаимного электростатического отталкивания протонов. Поскольку в ИК спектрах образцов серии А1-А3-А31 обнаруживаются только несущественные различия (рис.2), то можно предположить, что процесс ионного обмена, связанный с замещением протонов поверхностных карбоксильных групп ионами $Cu^{2+}$ происходит лишь в очень малой части от общего количества

карбоксильных групп, присутствующих на поверхности. Грубая оценка показывает, что для образца А3 количество поверхностных карбоксильных групп с замещёнными ионами меди не превышает 2%.

Спектральные данные, полученные нами для образцов А1-А2-А3-А31, в интервале 900-1550 см$^{-1}$ хорошо согласуются с результатами [3]. Широкая полоса поглощения преимущественно треугольной формы (900-1550 см$^{-1}$), бесструктурная или с хорошо разрешаемыми линиями, отмечалась ранее в ряде работ [4,5]. Заметим, что полоса 900 – 1550 см$^{-1}$, регистрируемая нами на спектрах всех образцов (рис.2), состоит из отдельных хорошо разрешенных линий поглощения, которые могут быть выделены при декомпозиции спектральной кривой на отдельные компоненты гауссовой формы. Резко выраженные линии при 1048, 1120 и 1164 см$^{-1}$ по всей видимости связаны с различными модами валентных колебаний в С-О и С-О-С группах. Это хорошо согласуется с моделью поверхности частицы наноалмаза, образующейся после сушки продукта, когда две соседние карбоксильные группы на поверхности реагируют с образованием ангидридной группы и одной выделяющейся молекулы воды. Поэтому эфироподобный С-О-С мостиковый фрагмент в ангидридной цепочке О=С-О-С=О, по-видимому, и является ответственным за серию из трех линий, упомянутых выше. Заметим, что похожие линии в спектральном интервале 900 – 1200 см$^{-1}$ наблюдаются и в ряде других соединений, например, в целлюлозе, что является несомненным доказательством присутствия мостиковых групп С-О-С в изучаемой нами системе.

1. A. Kruger, *Chem. Eur. J.,* **14**, 1382 – 1390, (2008).
2. H. Huang, E. Pierstorff, E. Osawa, D. Ho, *Nano Lett.*, **7** (11), 3305–3314, (2007).
3. T. Jiang, K. Xu, *Carbon,* **33** (12), 1663-1671, (1995).
4. S. Ji, T. Jiang, K. Xu, S. Li, *Applied Surface Science,* **133**, 231-238 (1998).
5. И.И. Кулакова, *Физика твердого тела*, **46** (4), 621-628 (2004).

# ЗАВИСИМОСТЬ КОЭФФИЦИЕНТА ПРОПУСКАНИЯ ОДНОМЕРНОГО РЕЗОНАНСНОГО ФОТОННОГО КРИСТАЛЛА ОТ УГЛА ПАДЕНИЯ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Авдеева А.Ю. [*], Тимофеев И.В. [**]
[*]Сибирский федеральный университет, Красноярск, Россия
[**]Институт физики имени Л.В. Киренского, Красноярск, Россия

Исследован спектр пропускания одномерного резонансного фотонного кристалла для электромагнитных волн *p*- и *s*-поляризации. Рассматриваемый кристалл представляет собой слоистую среду, состоящую из чередующихся слоев двух материалов, одним из которых является резонансно поглощающий газ. Методом трансфер-матрицы изучена структура спектров резонансного фотонного кристалла с учетом затухания электромагнитных мод. Показано, что сочетание дисперсии атомарного газа с дисперсией структур с фотонными запрещенными зонами предоставляет реальные возможности эффективного управления спектром пропускания подобных комбинированных систем за счет изменения плотности резонансного газа, положения резонансной частоты относительно края запрещенной зоны, угла падения лазерного излучения.

Фотонные кристаллы (ФК) представляют собой, как правило, искусственные структуры с диэлектрической проницаемостью периодически меняющейся в пространстве [1]. Спектральные свойства ФК можно дополнительно существенно изменять, помещая внутрь периодической структуры резонансные среды. Далее такую структуру будем называть резонансным фотонным кристаллом (РФК). Спектральные свойства РФК изучались в работах[2-3] в случае нормального падения излучения на образец. В данной работе[4], исследуются особенности спектра пропускания одномерного РФК, возникающие за счет резонансной дисперсии газа, для случая наклонного падения электромагнитного излучения при вариации параметров РФК.

Рассмотрим конечную слоистую среду, в которой одним из чередующихся слоев является резонансный газ. Диэлектрическими проницаемостями слоев, соответственно изотропной среды и резонансного газа $\varepsilon_1$ и $\varepsilon_2(\omega)$, толщины слоев $d_1$ и $d_2$. Диэлектрическая проницаемость среды в модели Лоренца дается выражением:

$$\varepsilon_2 = 1 + \frac{\omega_p^2(\omega_0^2 - \omega^2)}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + (\gamma\omega)^2} - i\frac{\omega_p^2\gamma\omega}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + (\gamma\omega)^2}, \qquad (1)$$

где $\omega_p^2=4\pi Nfe^2/m$, e - заряд электрона, m - масса электрона, N - плотность резонансных атомов, f - сила осциллятора, $\gamma$ - ширина линии, $\omega_0$ - центральная частота резонанса, $\omega$ - частота излучения.

Для численных расчетов были выбраны параметры РФК, близкие к работе[2]: $\varepsilon_1=3.0$, период структуры - $L=d_1+d_2=100$ нм и Hg как резонансный газ, для которого $\gamma/\omega_G=1.65\cdot10^{-7}$, $\omega_p^2/\omega_G^2=7\cdot10^{-8}$, где $\omega_G=\pi c/L_0$ - характерная частота запрещенной зон $L_0 = d_1\sqrt{\varepsilon_1} + d_2$ - оптическая толщина. Резонансу на длине волны $\lambda_0=253.6$ нм соответствует ширина линии $\gamma=1.2\cdot10^9$ Гц.

Первая запрещенная зона такого РФК, при нормальном угле падения, заключена в диапазоне длин волн от 215,8 нм до 307,4 нм, в центре зоны лежит резонансная частота $\omega_0$. Увеличение угла падения до 36° приводит в соответствии с условием Брегга, к сдвигу низкочастотного края запрещенной зоны к резонансной частоте $\omega_0$ и появлению узкой полосы прозрачности в фотонной запрещенной зоне. Из рисунка 1(a) видно, что коэффициент пропускания весьма чувствителен к изменению $\theta$, так при увеличении угла на 1°, пропускание возрастает в 27 раз и достигает 83%. Ширина линии, при росте $\theta$ возрастает. Отметим, что без учета дисперсии газа ($\varepsilon_2=1$) пропускание при угле 36°12` равно 3%. На рис.1(b) частота поля соответствует максимуму коэффициента пропускания при угле падения $\theta$=35°12`. Из рисунка видно, что амплитуда поля максимальна внутри образца и падает вследствие затухания, по мере приближения к правой границе.

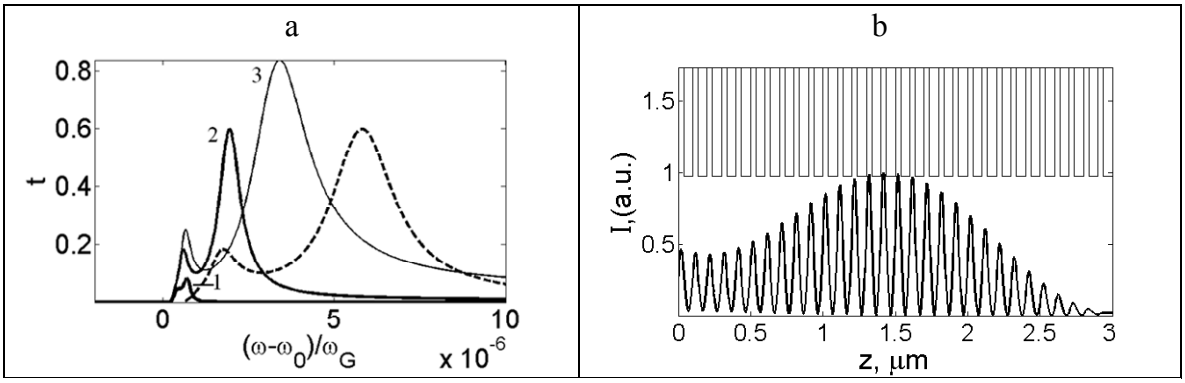



**Рис. 1.** (a) - Частотные зависимости коэффициента дополнительного пропускания t в первой запрещенной зоне поглощающего РФК. При плотности резонансных атомов $N=4\cdot10^{14}$см$^{-3}$, $\gamma=1.65\cdot10^{-7}\omega_G$. $\theta_1=35°12`$(1), $\theta_2=36$(2), $\theta_3=36°12`$(3). Штриховая линия рассчитана для угла $\theta_2$, когда $N=12\cdot10^{14}$см$^{-3}$, $\gamma=4.95\cdot10^{-7}\omega_G$. (b) - Распределение показателя преломления, а также интенсивности поля I, нормированной на её максимальное значение внутри РФК для угла $\theta=35°12`$. Толщина рассматриваемого РФК, содержащего 30 периодов, составляет 3 мкм

Для рассматриваемой структуры существует угол падения, при котором низкочастотный край запрещенной зоны сдвигается настолько, что резонансная частота оказывается в сплошном спектре. В этом случае сочетание резонансной дисперсии газа с дисперсией ФК - структуры приводит к появлению дополнительной запрещенной зоны в спектре пропускания. Этот эффект иллюстрируется на рис.2. Дополнительная запрещенная зона приведена для $\theta=45°$ когда резонансная частота $\omega_0$ совпадает с частотой побочного пятого максимума. Ширина дополнительной запрещенной зоны на порядок больше ширины резонансной линии.

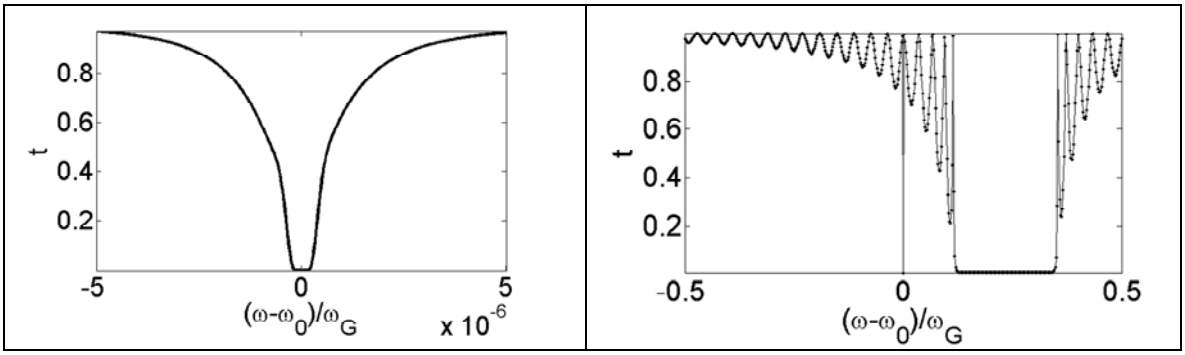



**Рис.2.** Частотная зависимость коэффициента пропускания t поглощающего РФК от отстройки частоты ω от резонансной частоты газа $\omega_0$.
$\theta=45°$,остальные параметры те же, что на рис.1

Запрещенная зона для волн *p*-поляризации сокращается до нуля при угле падения равном углу Брюстера $\theta_Б=60°$, то есть спектр пропускания перестает иметь зонный характер и t = 1. Однако, при учете резонансной дисперсии газа, на резонансной частоте $\omega_0$ наблюдается единственная запрещенная зона шириной на порядок больше ширины резонансной линии $\gamma$ (рис.3).

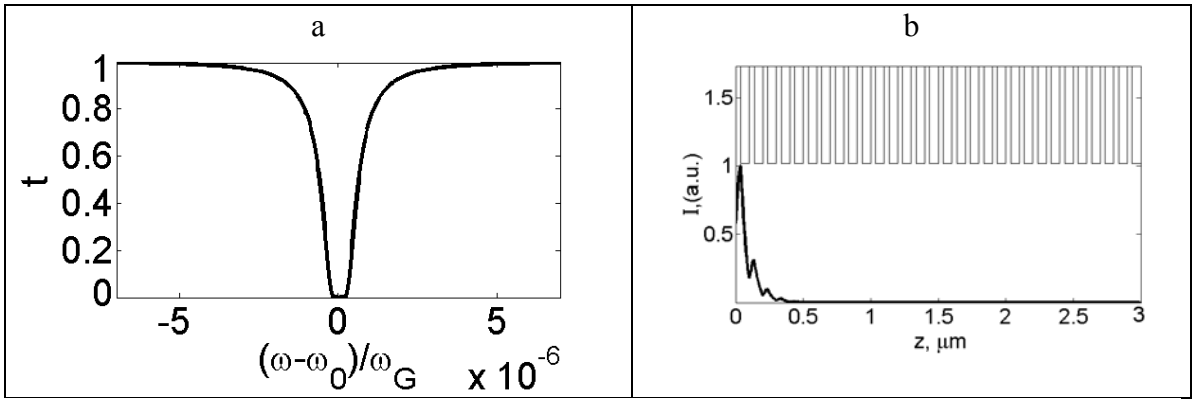



**Рис.3.** (a) - Частотная зависимость коэффициента пропускания t поглощающего РФК при θ=60°. (b) - Распределение показателя преломления, а так же интенсивности поля I, нормированной на её максимальное значение внутри РФК. θ=60°,остальные параметры те же, что на рис.1

Отметим, что установленные выше особенности в спектре пропускания сохраняются при углах падения не равных углу Брюстера и для волн *s*-поляризаций.


1. В.Ф. Шабанов, С.Я. Ветров, А.В. Шабанов, *Оптика реальных фотонных кристаллов: жидкокристаллические дефекты, неоднородности.,* 241, (2005).
2. А.М. Желтиков, А.Н. Наумов, П. Баркер, Р.Б. Майлс**,** *Опт. и спектр.,* **89**, № 2, 309–313, (2000).
3. M. Artoni, G. La. Rossa, F. Bassani, *Phys. Rev.E,* **72** *,* 046604, (2005).
4. С.Я. Ветров, И.В. Тимофеев, А.Ю. Кутукова (Авдеева), *Опт. и спектр*.**, 106,** №5, 840-844, (2009).


## PHOTONICIC CRYSTAL FIBERS SPLICING


Chernysheva M.A., Smelikova I.N.

The Fareast State Transportation University, Khabarovsk, Russia



Process of producing microstructure fibers is described in the article. Also methods of photonic crystal fibers connection are represented in the article. Optimal parameters of splicing mode are researched.


Most of optic fibers used in telecommunications correspond to ITU T Recommendation G.652 – G.656. But nowadays the interest to specific fibers increases. Most of industrial companies producing specific optic fibers extend employment of such fibers for medicine aviation and other military fields. Employment of these fibers in telecommunications achieved some progress and would give a chance for further improvement.

There are about twenty kinds of specific optic fibers nowadays that differ by constructions or main parameters from each others. Macrostructure optic fibers are one type of specific fibers. Its employment can break the problem of bend loss that arises in telecommunications in fiber-to-the-home technology. Cladding keeps light from leaking out of the core; tiny barriers built into the cladding make fiber super-bendable. Photonic crystal waveguides are today explored for both planar and fiber applications. Whereas planar

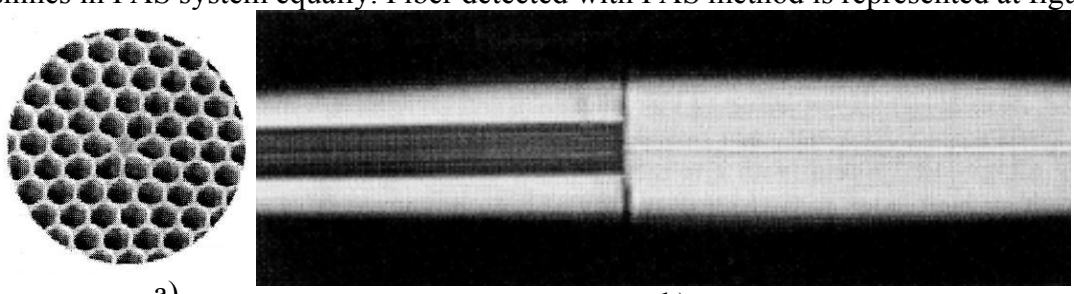
photonic crystal waveguides have the attractive potential of providing loss-less transmission of light around 90-degree sharp bends, photonic crystal fibers may exhibit radically new properties and potentially push limits for spectral location of transmission windows and data transmission speed. So photonic crystal fibers represent one of the most active researches in the field of optics and telecommunications.

But a problem of photonic crystal fibers connection isn't breakage.

The employment of connectors is limited because of ferrule polish. During polish photonic crystal layers would be mechanically deformed.

Also no one splice system can detect core and as the result can even fibers before splicing. There are three main splice process control systems that are represented below.

PAS method employs video image evaluation system. For further analysis the video images digitized and afterwards used for fiber position detection. However in photonic crystal fiber all bandgaps around the core have common refract index so microstructure zone shines in PAS system equally. Fiber detected with PAS method is represented at figure 1.



a) b)

**Figure.1.** a) PFC structure; b)The place of junction got by PAS method

LID system enables power-through measurement. Light in the single-mode range can't be injected into the core of the fiber by transmitter from the side and can't be received and measured. This is accounted by photonic bandgaps.

The CDS (core detect system) uses a brief arc that causes the fiber to light up. So during detection the fiber core photonic crystal fiber bandgaps would be spliced. As the result the place of junction would have no microstructure but homogeneous structure. And CDS method won't detect a difference between doping of the fiber core, its brightness won't be higher than cladding.

So in order to draw up fibers special splice process control systems is used. It reminds LID system. The main difference is that light is injected into the core from the surface but not from the side. The cart illustrating splice process control systems used for splicing photonic crystal fibers is represented at figure 2. Fiber (3) connects to the source (1) or receiver (2) with the help of special adapters. After that fibers are aligned by micro position system in terms of maximization of received light power. The splicer (4) produces a high voltage arc discharge to fuse the fibers together.

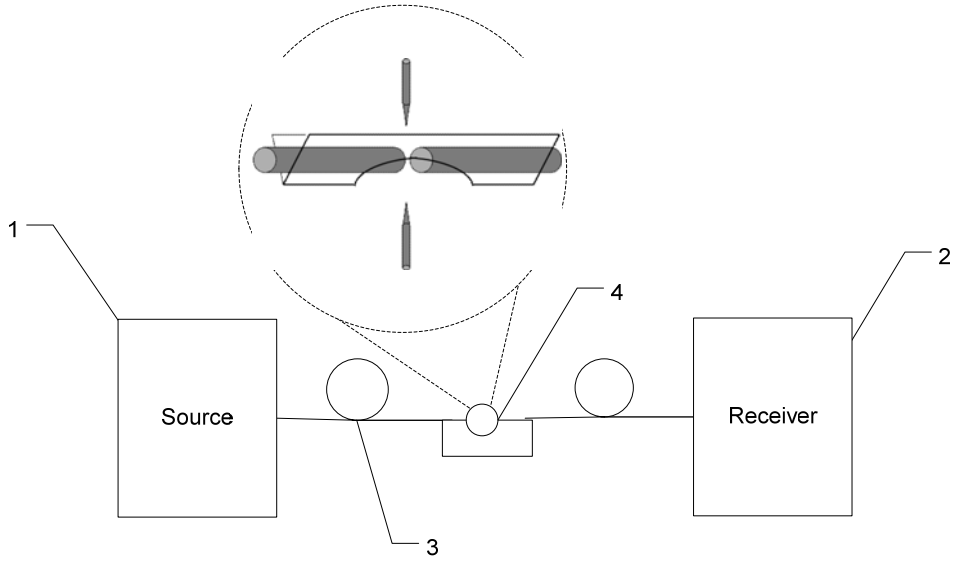



**Figure.2.** Chart of splice process control system

Before splicing the most appropriate splice mode should be selected. Splicing temperature shouldn't be to hot to splice or change geometric parameters of photonic bandgaps in fiber. Fibers should adjoin without fusion. So arc power and arc time choice are the most important stages in splicing.

1. A. Bjarklev J. Broeng *Photonicic crystal fibers 155,* 2005

## ОБРАЗОВАНИЕ УСТОЙЧИВЫХ АГРЕГАТОВ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ С АРОМАТИЧЕСКИМИ АЗА-СОЕДИНЕНИЯМИ

Адрианов В.Е., Орлова А.О., Маслов В.Г.
Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

При помощи спектрально-люминесцентных методов исследован процесс образования конгломератов квантовых точек CdSe/ZnS в результате замещения поверхностных молекул триоктилфосфиноксида молекулами орто-фенантролина и бипиридила.

Для задач биосенсорики и фотоники создание конгломератов квантовых точек с заданными оптическими свойствами является одной из приоритетных задач. Ввиду того, что в агрегатах КТ имеет место высокоэффективный перенос энергии, принципиально возможно существенное повышение чувствительности сенсоров, базирующихся на конгломератах КТ по сравнению с мономерами. Предполагается также, что подобные агрегаты могут быть полезны при создании фотонных кристаллов на основе КТ.

Для проведения экспериментов были взяты гидрофобные КТ CdSe/ZnS. В качестве соединений, вызывающих агрегацию КТ, были выбраны ароматические

соединения, содержащие два аза-атома азота, способные образовывать бидентатные комплексы с ионами металлов. Из числа подобных соединений были выбраны орто-фенантролин и 2, 2'-бипиридил. Удобство работы с этими веществами также связано с хорошей растворимостью в гидрофобных растворителях. Оба указанных соединений, благодаря способности образовывать комплексы с поверхностными атомами цинка оболочки КТ, частично замещают молекулы поверхностно-активного вещества триоктилфосфиноксида, покрывающие КТ. Изменение состава молекул, покрывающих КТ, приводит и уменьшению растворимости КТ в гидрофобных растворителях и к агрегации КТ, а в некоторых случаях и к их выпадению в осадок. Важно отметить что, поскольку полоса поглощения обоих соединений лежит в ультрафиолетовой области, возможность переноса энергии с КТ на орто-фенантролин или бипиридил исключена. Это облегчает изучение процессов образования устойчивых конгломератов спектрально-люминесцентными методами.

1. А.О. Орлова, В.Г. Маслов, И.Е. Скалецкая, А.В. Баранов. *Опт. и спектр.*, **101**, №4,616-623, (2006).

# ЗАКОНОМЕРНОСТИ ФОТОПОЛИМЕРИЗАЦИИ НАНОКОМПОЗИЦИОННЫХ МАТЕРИАЛОВ В МАЛОРАЗМЕРНЫХ СВЕТОВЫХ ОБЛАСТЯХ

Булгакова В.Г.
Санкт-Петербургский государственный университет информационных
технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

Исследованы закономерности фотоплимеризации нанокомпозиционных материалов, факторы, определяющие размеры отвержденной области, и роль молекулярных и диффузионных процессов.

Интенсивное развитие микроэлектромеханических систем (MEMS) и микрооптоэлектромеханических систем (MOEMS), информационных систем, систем связи, вычислительной техники выдвигает новые требования к полимерным элементам этих систем. Микрорельефные структуры получаются в настоящее время методами литографии. Развитие современной литографии, в том числе нового направления — глубокой литографии, характеризуются направленностью на уменьшение характеристических размеров микроструктурных элементов, формируемых в светоотверждаемых материалах. Важным требованием является и увеличение форматного отношения получаемых микроструктур, т.е. отношения высоты элемента к его ширине.

В настоящее время основным материалом, на который ориентированы существующие технологии получения высоких микроструктур, является негативный фоторезист SU – 8 [1,2]. Однако существенной проблемой фотополимеризации в таких материалах, особенно при больших толщинах слоев, является проблема удаления остаточного растворителя. SU-8 представляет собой смесь олигомеров с низкой молекулярной массой, поэтому при нагревании происходит плавление и полное удаление растворителя из полимерного слоя, но при толщине слоев более 200 мкм удаление растворителя затруднено. Из-за эффектов, связанных с выходом

растворителя из полимерной пленки, существенно ухудшает качество формируемых микроструктурных элементов. Эта проблема исключается при использовании в качестве светоотвердаемого материала акриловых мономерных композиций, в которых отсутствует растворитель. Такие материалы могут наноситься на подложку с большой толщиной слоя и не требуют трудоемкой операции удаления растворителя (сушки).

Задачей данной работы являлось исследование закономерностей фотополимеризации в малоразмерных световых областях в новых материалах[3] на основе акриловых мономеров с введением структурирующей добавки (наночастиц ZnO) и влияния различных факторов на размеры отверждаемой области с целью уменьшения характеристических размеров полимерных микроструктурных элементов.

В данной работе исследовались основные эффекты и факторы, определяющие размеры отвержденной области при фотополимеризации мономерной композиции УФ излучением. В результате исследований было установлено уменьшение поперечных размеров области фотополимеризации относительно размеров наложенной световой области, что является позитивным фактором с точки зрения увеличения форматного отношения и уменьшения характеристических размеров формируемых полимерных микроструктур.

Установлена связь размеров отвержденной области с модуляцией интенсивности наложенного излучения, расстоянием между элементами микроструктур, экспозиционными параметрами и толщиной полимеризуемого слоя. Эксперименты, проведенные в атмосфере аргона и в присутствии кислорода показали, что основным механизмом, определяющим поперечные размеры области фотополимеризации является ингибирование процесса фотополимеризации кислородом воздуха.

Исследована кинетика роста области фотополимеризации в поперечном и продольном направлениях в процессе экспонирования жидкой мономерной композиции УФ излучением. Показано, что скорость роста отвержденной области в направлении действия отверждающего излучения превышает скорость роста в поперечном направлении. Уже на начальном этапе процесса фотополимеризации формируется значительная продольная область с размерами, приближающимися к заданной толщине слоя при относительно малых размерах в поперечном направлении. При дальнейшем увеличении экспозиции происходит увеличение поперечных размеров элементов полимерных микроструктур, которое зависит от модуляции наложенного распределения интенсивности и расстояния между элементами.

Исследованы закономерности образования полимерного слоя в промежутках между освещаемыми областями (под темными участками амплитудной маски). Установлена связь высоты образовавшегося полимерного слоя с модуляцией интенсивности наложенного излучения и расстоянием между элементами формируемых микроструктур. Образование полимерного слоя под темными областями амплитудной маски может быть связано с диффузионными эффектами, в том числе диффузией молекул со свободными радикалами из освещенных областей в неосвещенные.

1. T. Kondo, S. Juodkazis, V. Mizeikis, S. Matsuo, H. Mizawa, *New Journal of Physics*, **8**, №10, 250, (2006).
2. G. Liu, Y. Tian, Y. Kan, *Microsystem Technologies*, **11**, №4, 343-346, (2005)

3. Ю.Э. Бурункова, С.А. Семьина, Л.Н. Капорский, В.В. Левичев, *Оптический журнал*, **75**, № 10, 54—67, (2008).

# ИМПУЛЬСНАЯ МНОГОПУЧКОВАЯ ЗАПИСЬ ФОТОННЫХ СТРУКТУР ОБЪЕМОЦЕНТРИРОВАННОЙ СИММЕТРИИ В ФОТОПОЛИМЕРНЫХ КОМПОЗИТАХ

Миргород В.Г., Шарангович С.Н.
Томский университет систем управления и радиоэлектроники, Томск, Россия

В работе представлена теоретическая модель формирования фотонных структур (ФС) в фотополимерном композиционном материале (ФПКМ) в процессе многопучковой импульсной записи и представлены результаты численного моделирования.

На рис. 1 представлен процесс голографического формирования ФС методом параллельной многопучковой записи. Запись производится $N$ когерентными квазимонохроматическими пучками с волновыми векторами $\boldsymbol{k}_i$ (рис.1а, рис.1б), с интенсивностью $I_i(\mathbf{r})$. Формирование ФС в ФПКМ в процессе импульсной многопучковой записи происходит за счет фотополимеризационно – диффузионного [1] и диффузионного механизмов в световой период записи со временем $\tau_R$ и за счет диффузионного механизма в темновой период записи со временем $\tau_P$, характеризующего процессы постэкспозиционного усиления (рис.1в). При этом приведенная на рисунке ниже геометрия приводит к пространственному распределению показателя преломления ФПКМ, схожему с распределением узлов ФС с объемоцентрированной кубической симметрией (рис.1г).

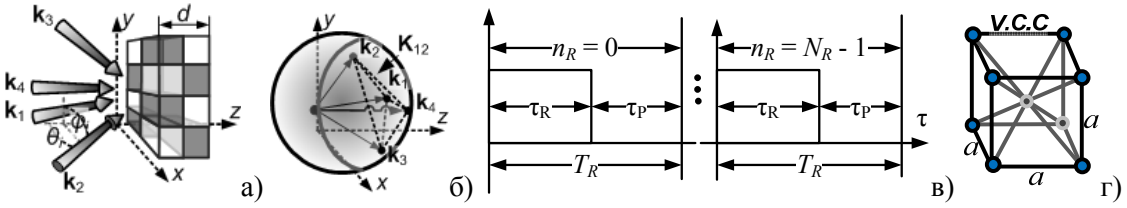



Рис.**1**. Геометрия (а) , векторная (б) и временная (в) диаграммы записи, узлы ФС (г)

В данной работе ФС рассматривается как суперпозиция одновременно формируемых наложенных дифракционных решеток, каждая из которых состоит из набора пространственных гармоник [2]:

$$S(\tau,\mathbf{r}) = S_0(\tau,\mathbf{r}) + \sum_{i=1}^{N-1}\sum_{j=i+1}^{N}\sum_{h=1}^{H} S_{ij}^{h}(\tau,\mathbf{r})\cos(h\mathbf{K}_{ij}\mathbf{r}) \ , \qquad (1)$$

где $S$ – функция описывающая пространственно-временное распределение концентрации мономер ($S$=$M$), или показателя преломления ($S$=$n$), $\mathbf{K}_{ij}$ – вектора решеток, $H$ и $N$ – количество пространственных гармоник и записывающих пучком.

При решении нелинейных уравнений фотополимеризационной кинетики на основе подхода[1] и свойств ортогональности гармоник в (1) была получена система связанных линейных дифференциальных уравнений для амплитуд гармоник мономера и показателя преломления, аналитически неразрешимая, из-за временной

зависимости её коэффициентов, вследствие фотоиндуцированных эффектов изменения коэффициентов диффузии и поглощения среды. Вследствие этого, была применена кусочно-линейная аппроксимация этих зависимостей. Для темнового периода записи полученная система развязывается. С использованием матричных методов решения систем однородных дифференциальных уравнений первого порядка результирующие выражения для амплитуд гармоник показателя преломления для темнового и светового периодов записи имеют вид: $n^h_{i,j}(\tau,\mathbf{r}) = n^h_{i,j}(\tau',\mathbf{r}) + \Delta n^h_{i,j}$, где $\tau'=\tau_0$, $\tau'=\tau_0+\tau_R$ соответственно для светового и темнового периодов записи, а $\Delta n^h_{i,j}$ определяется следующим образом:

$$\Delta n^h_{ij} = \begin{cases} \delta n_p 2\sum_{l=0}^{Q} b^s_{v,l} \sum_{p=0}^{Q} L^s_{l,p} - \delta n_i 2c^s_{v,v} \dfrac{D_i}{D_m} \sum_{p=0}^{Q} L^s_{l,p}, & \tau_0 \le \tau < \tau_0 + \tau_R \\ \delta n_i / M_n \cdot \left[ M^h_{ij}(\tau,\mathbf{r}) - M^h_{ij}(\tau_0+\tau_R,\mathbf{r}) \right], & \tau_0 + \tau_R \le \tau < \tau_0 + \tau_R + \tau_P \end{cases}, \quad (2)$$

где $a^s_l(\mathbf{r})$ являются компонентами матрицы $\mathbf{A}^s(\mathbf{r})$ на $s$ шаге, характеризующей состав материала и внешние условия записи, $v=v(i,j,h)=(h-1)G+(2\cdot N\cdot i-i^2-i)/2+(j-i)$, $L^s_{j,p} = f^s_{j,p}\cdot\{1-\exp[\lambda^s_p(\tau,\mathbf{r})\cdot(\tau-sT_p)]\}/\lambda^s_p(\tau,\mathbf{r})$, $\lambda^s_p$ – собственные числа матрицы $\mathbf{A}^s$, коэффициенты $f^s_{j,p}$ находятся из той же матрицы, с учетом начальных условий для амплитуд гармоник, как решения систем линейных алгебраических уравнений, а $M^h_{ij}$ – амплитуды гармоник мономера, определяемые следующим образом:

$$M_0(\tau,z) = d^{-1}\int_0^d M_0(\tau_0,z)\Phi(\tau,z,z')dz'$$

$$M^h_{ij}(\tau,z) = M^h_{ij}(\tau_0,z)\cdot\exp\left[-h^2 q^2_{ij}\cdot\int_{\tau_0}^{\tau} b_m(\tau',z)d\tau'\right],$$

где $M_0(\tau=0=M_n$, где $M_n$ – начальная концентрация мономера, $\tau_0 = floor(\tau/\tau_R+\tau/\tau_P)\cdot(\tau_R+\tau_P)+\tau_R$ – время начала очередного импульса, $d$ – толщина ФПКМ, $\Phi(\tau,z,z') = 1+2\cdot\sum_j\exp[-b_m(\tau_0,z)\cdot j^2\cdot\pi^2\cdot(\tau-\tau_0)/d^2]\cdot\cos(j\cdot\pi\cdot z'/d)\cdot\cos(j\cdot\pi\cdot z/d)$, $b_m(\tau,z) = \exp[-s_0\cdot(1-M_0(\tau,z)/M_n)]$, $s_0$ – параметр фотоиндуцированного изменения коэффициента диффузии, $\delta n_p$, $\delta n_i$ – вклад полимерной и инертной компонент ФПКМ.

Таким образом, решения (2) определяют динамику развития пространственных профилей гармоник полимерной и инертной наложенных решеток при импульсной многопучковой голографической записи дифракционных структур и являются математической основой для исследования и оптимизации процесса формирования сложных фотонных структур в поглощающих ФПКМ.

По решениям (2) было проведено численное моделирование процесса импульсной четырехпучковой записи ФС обьемноцентрированной симметрией (рис.1а,г). На рис.2а,б приведены кинетики амплитуд первых гармоник показателя преломления отражательныхв режиме импульсной записи (время импульса – 0.2 отн. ед., время паузы – 0.2 отн. ед.). За счет процессов поглощения в ФПКМ и полимеризационно - диффузионных процессов, подробно описанных в работах [1,2], амплитудный профиль $n^1_{12}$ для пропускающей решетки (рис.2а) трансформируется от спадающего на малых глубинах до монотонно возрастающего на больших глубинах, в то время как профиль $n^1_{14}$ для смешанной (отражающее – пропускающей) решетки всегда локализован в центре ФПКМ (рис.2б). Кроме того, для обеих решеток наблюдается постэкспозиционное усиление амплитуд гармоник. Физически, в соответствии с (1), в отсутствие света происходит диффузия мономера вследствие уже возникшего градиента его концентрации, которая приводит к вытеснению инертной компоненты, вследствие чего величина $n(\tau,\mathbf{r})$ будет продолжать изменяться пропорционально вкладу инертной компоненты $\delta n_i$.

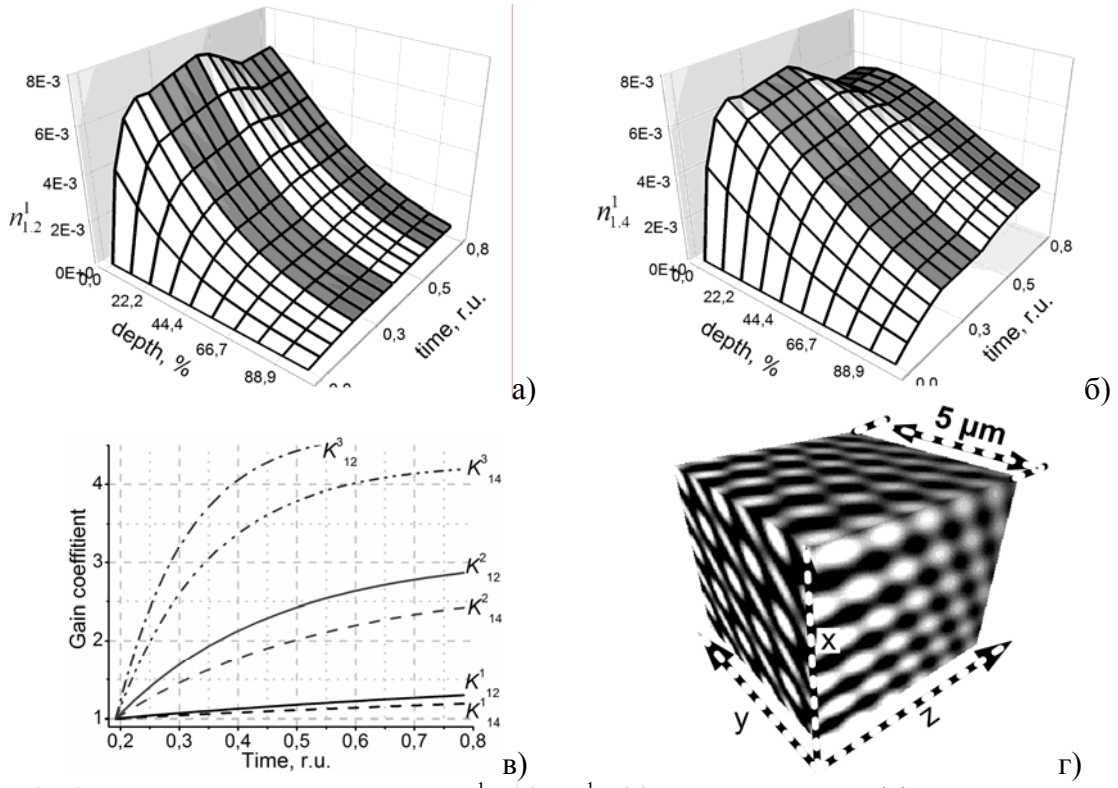



Рис.**2**. Кинетики амплитуд гармоник - $n^1_{12}$ (а), $n^1_{14}$ (б), зависимости коэффициента усиления от времени (в), пространственное распределение ФС (г)

Вследствие пространственной неоднородности гармоник для описания эффектов постэкспозиционного усиления во время импульсной записи использовался интегральный коэффициент усиления (КУ), определяемый как отношение дифракционной эффективности выделенной гармоники ФС в текущий момент времени ($\tau>\tau_R$) к соответствующей величине на момент окончания действия света ($\tau=\tau_R$). На рис.2в представлены расчеты коэффициентов усиления для трех гармоник смешанной и пропускающих решеток исследуемой геометрии записи ФС (рис.1б). Видно, что величина КУ высших гармоник возрастает. Это связано с уменьшением времени диффузии мономера $T_m \propto 1/h^2$ с ростом номера гармоники $h$, что приводит к увеличению КУ высших гармоник при фиксированном времени $\tau_P$ темнового периода. Следует также отметить различие КУ пропускающих (с вектором $\mathbf{K}_{12}$) и смешанных (с вектором $\mathbf{K}_{14}$) решеток.

На рис.2г приведено пространственное распределение показателя преломления в сформированной ФС на стационарном уровне.

Проведенный анализ результатов моделирования показывает возможность управления за счет изменения параметров импульсной записи пространственным распределением и структурой квазипериодических фотонных кристаллов в поглощающих ФПМ и композиционных материалах с наночастицами на их основе.

Представленная работа выполнена в рамках проекта РНП 2.1.1.429 программы «Развитие научного потенциала высшей школы на 2009-2010 г».

1. Е.А. Довольнов, С.В. Устюжанин, С.Н. Шарангович, *Известия вузов. Физика*, **50**, №1,58-65 (2007).
2. В.Г. Миргород, С.Н. Шарангович, *Известия вузов. Физика,* .**51,** №9/3, 165-166 (2008).

# ВЛИЯНИЕ НАНОЧАСТИЦ АЭРОСИЛА НА СТРУКТУРИРОВАНИЕ УФ-ОТВЕРЖДАЕМЫХ АКРИЛАТНЫХ МАТРИЦ

Семьина С. А., Громова Ю. А.
Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

Исследована нано-модификация УФ-отверждаемых акрилатных композитов при введении структурирующей нанодобавки $SiO_2$ в растворы мономеров линейного и сетчатого строения. Изучено влияние наночастиц аэросила на структуру и оптические свойства композита. Было установлено, что процесс формирования внутренней структуры композита в результате УФ полимеризации в присутствии наночастиц, проявляя особенности для мономеров разного строения, обеспечивает получение оптически прозрачных, гомогенных сред.

Структурная организация композитов наночастиц оксидов в полимерных матрицах в последние годы интенсивно развиваемая область физикохимии наноразмерного состояния, так как это серьезнейшая проблема, без решения которой трудно определить и оптимизировать области их практического использования. Необходимость повышения устойчивости нанокомпозитов и контроля над обратимыми переходами в таких системах привлекает все более пристальное внимание к поиску путей управления их морфологией, структурной организацией и архитектурой [1].

Несмотря на разнообразие исследований, практически отсутствуют данные по оптическим наноматериалам, в которых высокая концентрация наночастиц сочетается с хорошими оптическими свойствами. Трудность задачи заключается в том, что высокая концентрация структурирующих добавок может, и обычно сопровождается, значительным светорассеянием либо на них, либо на флуктуациях их концентрации. Для обеспечения низкого светорассеяния необходимо наличие эффектов самоорганизации квазирешетки, в которой наночастицы должны располагаться упорядоченно. В результате будет обеспечена гомогенность среды и отсутствие искажения света, проходящего через нее. Такая среда может описываться в приближении однородной, а не дисперсной среды.

В данной работе были исследованы оптически прозрачные нанокомпозиты, получаемые при УФ-синтезе полимерных матриц различного строения в присутствии наночастиц аэросила, активно воздействующих на морфологию материала. Для полимерных нанокомпозитов с высоким содержанием нанодобавок были исследованы закономерности структурирования полимерной матрицы прямым методом АСМ и косвенными методами: твердость по Бринеллю, сорбция, изменение индекса рефракции. Было рассмотрено изменение оптических свойств (светорассеяние и пропускание) материала, полученного методом наноструктурирования. Введение сшивающего мономера улучшает эксплуатационные свойства нанокомпозитов.

1. Помогайло А. Д., *Рос. хим. ж.* (*Ж. Рос. хим. об-ва им. Д.И.Менделеева*), **XLVI**, №5, 35-53, (2002)

# ИЗУЧЕНИЕ СВОЙСТВ ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛОВ МЕТОДОМ МАТРИЦ РАСПРОСТРАНЕНИЯ

Токарева В.А., Гайнутдинов Р.Х., Хамадеев М.А.
Казанский государственный университет им. В.И. Ульянова-Ленина, Казань, Россия

Исследуются оптические свойства фотонных кристаллов с помощью метода матриц распространения. Показано, что исследование спектров пропускания света данным методом является эффективным способом характеризации фотонных кристаллов.

В настоящее время изучение фотонных кристаллов является весьма актуальным и перспективным. Основной особенностью фотонных кристаллов является периодическое изменение коэффициента преломления в пространственных направлениях и наличие так называемых фотонных запрещенных зон: такие структуры не пропускают свет с длиной волны, сравнимой с периодом структуры фотонного кристалла. К описанию свойств фотонных кристаллов можно подходить по-разному в соответствии с формулировкой физической задачи. В данной работе моделируется спектр пропускания одномерного фотонного кристалла, образующийся в результате многолучевой интерференции, методом матриц распространения. Рассматривается падение плоской линейно-поляризованной волны $E_0^+ \exp(i(k_0^w r - wt))$ на многослойную среду, состоящую из $N$ слоев с чередующимися показателями преломления. Поля в точках $Z_j$ и $Z_{j+\varsigma}$ внутри j-го слоя связаны матрицей распространения

$$\Phi_j(\varsigma) = \begin{pmatrix} \exp(ik_{z,j}^w \varsigma) & 0 \\ 0 & \exp(-ik_{z,j}^w \varsigma) \end{pmatrix} \tag{1}$$

в виде

$$\mathrm{E}_j(z_j + \varsigma) = \Phi_j(\varsigma) \cdot \mathrm{E}_j(z_j) \tag{2}$$

Полная матрица распространения через многослойную среду имеет вид

$$\mathbf{T} \equiv \mathbf{T}_{(N+1)0} = \mathbf{M}_{(N+1)N}\mathbf{Ц} \tag{3}$$

Коэффициент пропускания многослойной среды определяется выражением

$$T = \frac{T_{11}T_{22} - T_{12}T_{21}}{T_{22}}, \tag{4}$$

где $T_{ij}$ – соответствующие матричные элементы **T.** В модели вводится функция распределения по толщине оптической ячейки кристалла и по углам ориентации слоев кристалла относительно нормали к поверхности кристалла.

$$\langle T \rangle = \int T(\theta) \cdot g(\theta) \cdot d\theta \tag{5}$$

Используется гауссово распределение по параметру

$$g(\theta)=\frac{1}{\sqrt{2\pi\langle\theta^2\rangle}}\exp\left(-\frac{\theta^2}{2\langle\theta^2\rangle}\right), \qquad (6)$$

где $\theta$ – параметр распределения. Дисперсия этого параметра $\langle\theta^2\rangle$ характеризует разброс рассматриваемой величины.

Таким образом, на сравнение теоретического спектра, полученного в рамках метода матриц распространения, с экспериментальным дает возможность получить важную информацию о ростовых особенностях структуры фотонных кристаллов.


1. Барышев А.В., Анкудинов А.В., *ФТТ*, **44**, (2000).
2. S. Lan et al., *Phys. Rev. B,* **65**, 165208, (2002).


# СИНТЕЗ И ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛОВ НА ОСНОВЕ МИКРОЧАСТИЦ ПОЛИСТИРОЛА И ДИОКСИДА КРЕМНИЯ


Ахмадеев А.А., Жарков Д.К., Салахов М.Х., Сарандаев Е.В., Сердюк С.О.

Казанский государственный университет им. В.И. Ульянова-Ленина, Казань, Россия



Исследуются структурные характеристики фотонных кристаллов на основе сферических частиц полистирола и диоксида кремния методами спектрофотометрии, конфокальной и атомно-силовой микроскопии.


Одним из важных направлений современной физики является исследование фотонных кристаллов (ФК) – композитных материалов с пространственно-периодической модуляцией диэлектрической проницаемости, имеющих фотонные запрещенные зоны (стоп-зоны) в спектре собственных электромагнитных состояний. Благодаря зонной структуре энергетического спектра, фотонные кристаллы часто рассматриваются в качестве оптических аналогов электронных полупроводников[1]. Ожидается, что ФК произведут революцию в оптике и оптоэлектронике – на основе ФК будут созданы высокоэффективные светоизлучающие элементы и низкопороговые лазеры, оптические переключатели и фильтры, «суперпризмы» и волноводы нового типа, а в перспективе – сверхбыстрые оптические компьютеры. В настоящее время предложены многочисленные подходы к созданию ФК, основанные на использовании литографии, интерференционной голографии и самосборки коллоидных частиц. Все существующие методики обладают своими преимуществами и недостатками. В частности, исследуемые в работе ФК получены методом самосборки близких по размеру сферических коллоидных частиц. Методы самосборки считаются весьма перспективными, поскольку относительно просты с точки зрения аппаратурного оформления и не имеют фундаментальных ограничений ни на линейные размеры образцов, ни на количество ФК, производимых за один синтез. Полученные методом самосборки коллоидных частиц ФК часто называют синтетическими опалами из-за аналогии с широко известными природными

минералами. Целью данной работы является выявление структурных дефектов ФК для дальнейшей модернизации методики синтеза ФК, а также измерение параметров образцов ФК на основе полистирола и диоксида кремния с использованием спектрофотометрии, конфокальной и атомно-силовой микроскопии.

К основным методам формирования упорядоченных структур относят естественную седиментацию[2] и осаждение микросфер на вертикальную подложку под действием капиллярных сил (т.н. вертикальное осаждение)[3]. Для упорядочения частиц методом вертикального осаждения, который использовался в работе, в суспензию микросфер вертикально помещали тонкую тщательно очищенную стеклянную пластинку. При этом на границе раздела сред «жидкость-воздух-подложка» появлялся мениск, в который коллоидные частицы втягивались действием капиллярных сил. По мере испарения жидкости мениск двигался вниз по поверхности стекла, оставляя за собой тонкую однородную пленку из упорядоченных микросфер.

Типичный спектр пропускания пленочного коллоидного кристалла в направлении, перпендикулярном поверхности образца, представлен на рис. 1.

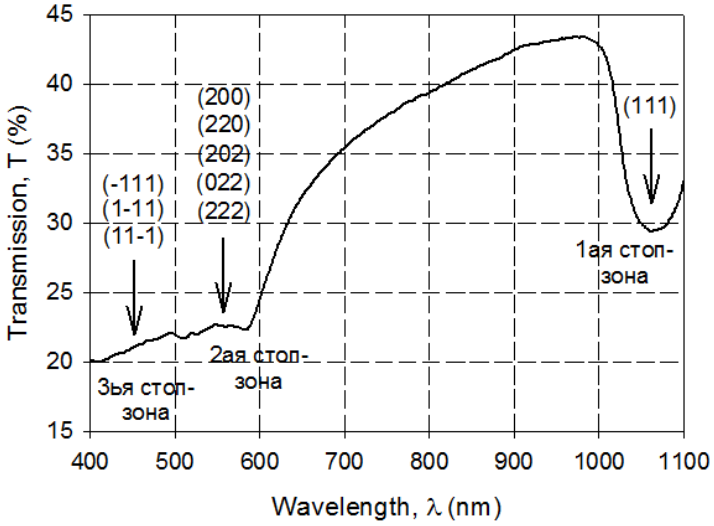



**Рис. 1.** Спектр пропускания пленочного фотонного кристалла на основе полистирольных микросфер в направлении, перпендикулярном поверхности образца

Спектр интерпретировался на основе закона Брэгга-Вульфа для нормального падения:

$$\lambda = \frac{2d_{(hkl)}}{k} n_{eff} \cos\Theta_{(hkl)}, \qquad (1)$$

где $d_{(hkl)}$ – межплоскостное расстояние для ($hkl$) плоскостей, $k$ – порядок дифракции, $\lambda$ – длина волны излучения в вакууме, $n_{eff}$ – эффективный показатель преломления и $\Theta_{(hkl)}$ – угол между направлением распространения света внутри ФК и нормалью к ($hkl$) плоскостям. Эффективный показатель преломления был представлен как

$$n_{eff} = \sqrt{n_{PS}^2 \cdot f_{PS} + n_{air}^2 \cdot (1 - f_{PS})}, \qquad (2)$$

где $n_{air}$ и $n_{PS}$ - показатели преломления воздуха и полистирола, соответственно, и $f_{PS}$ – объемная доля полистирольных сфер. Так как $n_{air} \approx 1$, $n_{PS} \approx 1.5$ и для идеальной плотнейшей шаровой упаковки $f_{PS} \approx 0.74$, то получаем $n_{eff} = 1.37$.

При анализе спектров, полученных в направлениях отличных от нормального к

поверхности образца, использовать уравнение (1) уже нельзя, т.к. оно не учитывает преломление света на границе раздела «воздух-ФК». В частности, в случае наклонного падения света на поверхность образца формула для длины волны света, дифрагированного на плоскостях (111), параллельных поверхности, с учетом закона Снеллиуса имеет вид

$$\lambda = 2d_{(111)}\sqrt{n_{eff}^2 - \sin^2\Theta}\,, \qquad (3)$$

где все обозначения – такие же, как и в уравнении (1), а Θ – угол падения света на образец.

На рис. 2 точками отмечена экспериментальная зависимость между положением минимума пропускания $\lambda$ от угла падения Θ в координатах ($\sin^2\Theta - \lambda^2$). Как и следует из формулы (3), эта зависимость хорошо описывается линейной функцией. По пересечению графика с осью ординат и по угловому коэффициенту были определены эффективный показатель преломления ($n_{eff}$) и среднее расстояние между центрами соседних сферических частиц ($d$).

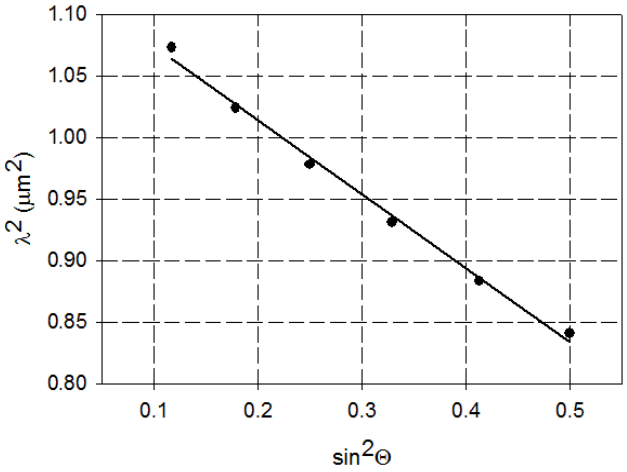



**Рис. 2.** Зависимость положения минимума пропускания $\lambda$ от угла падения Θ в координатах ($\sin^2\Theta - \lambda^2$)

Были получены следующие значения: $n_{eff}$ = 1.37 ± 0.21, $d$ = 475 ± 23 нм. Полученное значение эффективного показателя преломления соответствует рассчитанному $n_{eff}$ по формуле (2) для ФК на основе полистирола с идеальной структурой. Кроме того, найденное значение $d$ = 475 ± 23 нм хорошо согласуется со значением расстояния между центрами соседних микрочастиц 490 ± 28 нм, которые были измерены по АСМ-изображениям фотонного кристалла.

Проведенный в данной работе набор спектрофотометрических измерений, в дополнении с атомно-силовой микроскопией позволил с хорошей точностью определить параметры фотонного кристалла, которые согласуются с литературными данными.


1. C. Lopez, *Advanced Materials*, **46**, 1679-1704, (2003).
2. A.S. Sinitskii, A.V. Knotko, Yu.D. Tretyakov, *Inorgan. Materials*, **41**, 1178-1184, (2005).
3. Y.A. Vlasov, X.-Z. Bo, J.C. Sturm, D.J. Norris, *Nature*, **414**, 289-293, (2001).

# ФОТОН - ФОНОННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ КАК ПРИМЕР НЕЛИНЕЙНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ВОЛН В СРЕДАХ С ОТРИЦАТЕЛЬНОЙ ДИСПЕРСИЕЙ

Агеенко Н.С.*, Слабко В.В**.
Сибирский федеральный университет, Красноярск, Россия
Институт инженерной физики и радиоэлектроники, Красноярск, Россия

В работе В.Г. Веселаго[1] было показано, что в средах с одновременно отрицательными значениями диэлектрической и магнитной проницаемостями, показатель преломления для электромагнитной волны становится отрицательным, а вектор Пойтинга и волновой вектор имеют противоположное направление. Такие среды, получившие название сред с отрицательным показателем преломления (СОПП) обладают рядом уникальных свойств, делающих их чрезвычайно привлекательными как с академической, так и прикладной точки зрения.
Целью данной работы является теоретическое исследование процессов параметрического фотон-фононного взаимодействия в кристаллах в схеме комбинационного рассеяния, как примера взаимодействия волн в СОПП.

В последнее время особый интерес исследователей вызывают среды с отрицательной дисперсией, в которых волновой вектор и вектор Пойтинга электромагнитной волны противоположно направлены. Это связано с тем, что ряд известных явлений, в такого рода средах существенно изменяются. Таких как преломление на границе двух сред с положительным и отрицательным показателем преломления, обратный эффект Доплера и обратным эффектом Вавилова - Черенкова. Кроме того эти среды могут быть использованы для решения ряда практических задач: создание идеальной линзы и объекта невидимки.

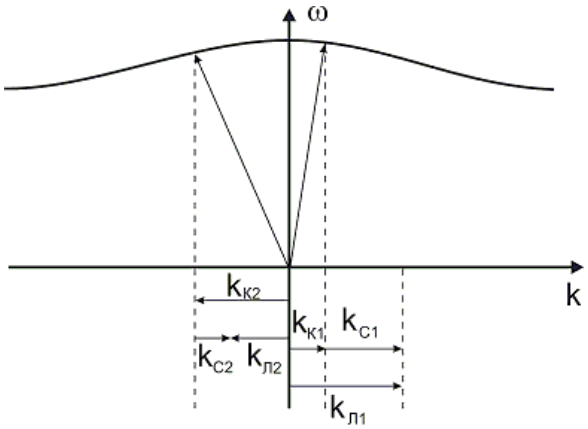
Определённый интерес вызывает нелинейное взаимодействие волн в такого рода средах. Так, в частности, в работе[2] показано, что ряд известных закономерностей, в частности, соотношения Мэнли – Роу при описании взаимодействия волн в средах с отрицательной дисперсией существенно модифицируются.

Однако, в настоящее время, не существует протяжённых и объёмных сред с отрицательным показателем преломления. Тем не менее, ещё в работе[3] было отмечено, что аналогичными свойствами обладают среды, в которых групповая и фазовые скорости волн различной природы направлены в разные стороны. Так, в частности, этими свойствами обладают оптические фононы в кристаллах.

В работе рассмотрена система уравнений, описывающих поведение полей $E_c$ и $Q$ в поле лазерного излучения $E_л$, полагаемого заданным, в условиях фазового синхронизма:

$$\vec{k}_л = \vec{k}_c + \vec{k}_k \,, \vec{\omega}_л = \vec{\omega}_c + \vec{\omega}_k \,. \qquad (1)$$

Условия синхронизма (1), для рассматриваемого случая дисперсии фононов вблизи $k_k \approx 0$ (Рисунок 1), могут быть выполнены в двух случаях, изображенных на рисунке 1.1 и 1.2. В первом случае волновой вектор $k_л$ $k_c$ и $k_к$ направлены в одну сторону и $|k_л| > |k_c|,|k_к|$. Во втором случае волновые векторы $k_л$, $k_к$ направлены в одну сторону, а вектор $k_c$ противоположно направлен и $|k_к| > |k_c|,|k_л|$.




(2) (1)

**Рис.1** Оптическая фононная ветвь и схемы реализации условий фазового согласования для двух случаев: (2) случай встречного направления $k_л$ и $k_c$ (обратная волна), (1) случай однонаправленных $k_л$ и $k_c$ (прямая волна).

В работе получены и анализированы основные уравнения, описывающие взаимодействие фонона с фемтосекундными импульсами излучения и получены решения, позволяющие описать ряд особенностей взаимодействия волн в средах с отрицательной дисперсией.

1. В.Г. Веселаго, УФН 92 517 (1967);
2. A. K. Popov, V.V. Slabko, V.M. Shalaev// Laser Phys Lett 1-5 (2006);
3. Л.И. Мандельштам Полное собрание трудов Т.5. – М.: Наука (1950).

## ДИСПЕРСИОННЫЕ СООТНОШЕНИЯ И ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ АТОМОВ С СОБСТВЕННЫМ ПОЛЕМ ИЗЛУЧЕНИЯ

Гайнутдинов Р.Х., Зайцева Е.В., Хамадеев М.А.
Казанский государственный университет им. В.И. Ульянова-Ленина, Казань, Россия

Обсуждается влияние поведения дисперсионных соотношений при больших энергиях на характер взаимодействия атомов с собственным полем излучения в фотонных кристаллах

В настоящее время изучение фотонных кристаллов представляет большой интерес. Помимо массы практических приложений активно исследуется квантовая электродинамика (КЭД) атомов, находящихся в фотонных кристаллах[1]. Основная особенность фотонных кристаллов – это отличие дисперсионных соотношений для фотона от случая вакуума или сплошной среды. Под дисперсионными соотношениями понимается математическая связь частоты $\omega$ с волновым вектором **k**. С практической точки зрения интерес обычно представляют разрывы в дисперсионных соотношениях, соответствующие фотонным запрещенным зонам – спектральной области, в пределах которой подавлено распространение света в фотонном кристалле. С данным феноменом связано множество интересных следствий, в частности возможность контролировать спонтанное излучение находящихся в них атомов. Это открывает путь к созданию низкопороговых

лазерных излучателей для видимого и ближнего инфракрасного диапазонов. Для исследования запрещенных зон обычно пользуются приведенными зонными схемами или дисперсионными диаграммами, в которых как одномерные, так и многомерные дисперсионные зависимости умещают на плоском рисунке путем перебора значений координат волнового вектора вдоль траектории, ограничивающей неприводимую зону Бриллюэна. Эта процедура полностью заимствована из физики твердого тела. Однако для более фундаментальных задач требуется аналитический вид дисперсионных соотношений, поскольку в квантовой электродинамике часто приходиться сталкиваться с интегрированием выражений, содержащих энергию фотона ω, по волновому вектору **k**. Физически это означает, что для КЭД-расчетов требуется учет фотонов всех энергий.

Для решения подобного рода задач, например[1,2], может возникнуть необходимость взять интеграл вида

$$\mathrm{F}(k_{\min}) = \int_0^{k_{\min}} \mathrm{d}^3k\left(\frac{1}{\omega_k^2} - \frac{1}{\omega_{k0}^2}\right) = \int_0^{k_{\min}} \mathrm{d}^3k\left(\frac{\omega_{k0}^2 - \omega_k^2}{\omega_k^2\omega_{k0}^2}\right) = \\ = \int_0^{k_{\min}} \mathrm{d}^3k\,\frac{(\omega_{k0}+\omega_k)(\omega_{k0}-\omega_k)}{\omega_k^2\omega_{k0}^2}, \qquad (1)$$

где $\omega_k$ - дисперсионные соотношения рассматриваемого фотонного кристалла, а $\omega_{k0}$ - тривиальные (линейные) дисперсионные соотношения эффективной среды, соответствующей данному фотонному кристаллу. Здесь и далее используется рациональная система единиц $\hbar = c = 1$. Можно представить $\omega_k = \omega_{k0} + \mathrm{P}_k$, где $\mathrm{P}_k$ - это, как правило, малая добавка к $\omega_{k0}$. Тогда выражение (1) примет вид

$$\mathrm{F}(k_{\min}) \approx 2\int_0^{k_{\min}} \mathrm{d}^3k\,\frac{\mathrm{P}_k}{\omega_{k0}^3}. \qquad (2)$$

$\mathrm{P}_k$ в общем случае зависит от вектора **k**, однако задачу можно свести к одномерной, если рассмотреть изотропный случай[3]. Тогда

$$\mathrm{F}(k_{\min}) = 8\pi n_{eff}^3 \int_0^{k_{\min}} \mathrm{d}k\,\frac{\mathrm{P}_k}{k}. \qquad (3)$$

Здесь был использован тот факт, что $\omega_{k0} = k / n_{eff}$. При устремлении $k_{\min}$ к бесконечности интеграл (3) будет сходиться лишь в том случае, если функция будет удовлетворять условию

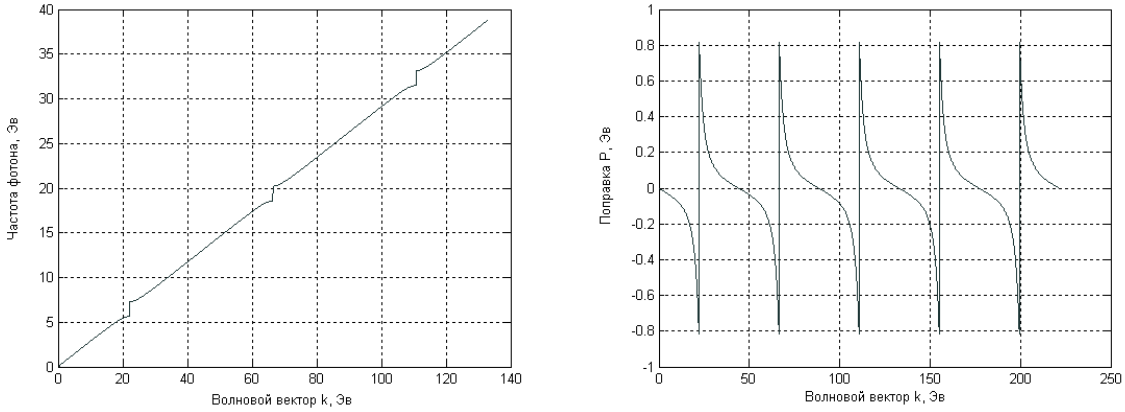
$$\int_0^{\infty} \mathrm{P}_k \mathrm{d}k = 0. \qquad (4)$$

Физически это означает, что интеграл сходится в рамках данной эффективной теории и не требуется дополнительное исследование областей с более высокими энергиями. Одним из следствий этого является возможность пренебречь изменением показателя преломления для этой области частот.

Достаточно простой вид одномерных дисперсионных соотношений получается решением трансцендентального уравнения[3]

$$4n\cos(kL) = (1+n)^2 \cos\left[(2na+b)\frac{\omega_k}{c}\right] - (1-n)^2 \cos\left[(2na-b)\frac{\omega_k}{c}\right], \quad (5)$$

где $n$ – это показатель преломления материала рассеивателя, $a$ – его радиус, а $L = 2a + b$ - постоянная решетки. Вид этих дисперсионных соотношений и соответствующей им функции $\mathrm{P}_k$ приведены на рис 1. Данная форма дисперсионных соотношений в частном случае $2na=b$ удовлетворяет условию (4).



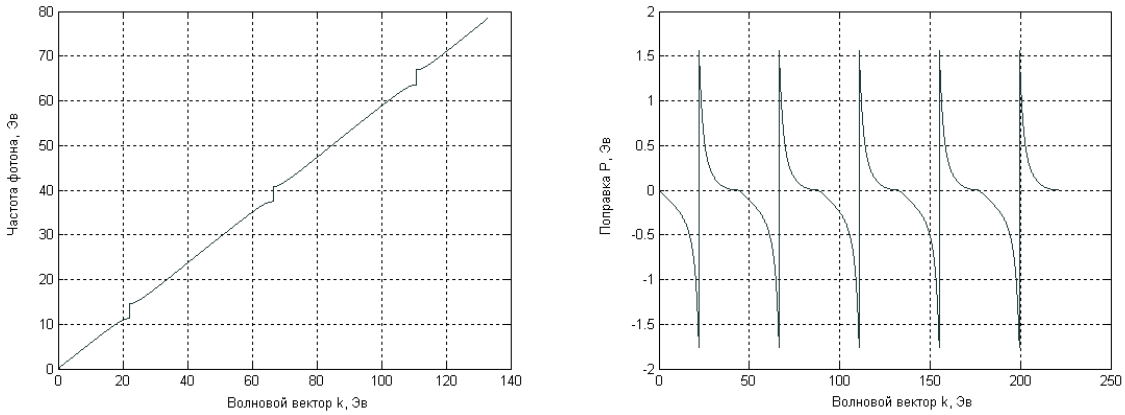

а) б)

**Рис. 1.** а) Дисперсионные соотношения, полученные решением трансцендентального уравнения. б) Функция $\mathrm{P}_k$ для этих дисперсионных соотношений

Другая форма дисперсионной зависимости получается из решения уравнений Максвелла методом разложения по плоским волнам[4]. В простейшем случае дисперсионные соотношения для первой зоны Бриллюэна будут иметь следующий вид

$$\omega_{1,2} = \sqrt{\frac{k^2 + (k-g) \pm \sqrt{(k^2 - (k-g)^2)^2 + 4k^2(k-g)^2 \varepsilon_1^2 / \varepsilon_0^2}}{2\varepsilon_0 (1 - \varepsilon_1^2 / \varepsilon_0^2)}}, \quad (6)$$

где $g$ – вектор обратной решетки, $\varepsilon_0$ и $\varepsilon_1$ – нулевая и первая Фурье-компоненты периодической диэлектрической функции $\varepsilon(x) = \varepsilon(x + 2a + b)$ соответственно. Соответствующая ей функция $\mathrm{P}_k$ представлена на рис 2б. Данная функция уже не удовлетворяет условию (4).



а) б)

**Рис. 1.** а) Дисперсионные соотношения, полученные решением уравнений максвелла. б) Функция $P_k$ для этих дисперсионных соотношений

Эти два примера показывают, что на такие фундаментальные параметры физических систем, как сходимость интегралов, большое влияние оказывает поведение дисперсионных соотношений при больших энергиях фотона.


1. S. John, T. Quang, *Phys. Rev. A.*, **50**, №2, 1764, (1994).
2. X. Wang, Y.S. Kivshar, B. Gu, *Phys. Rev. Lett.*, **93**, №7, 073901, (2004).
3. S. John, J. Wang, *Phys. Rev. Lett.*, **64**, №20, 2418, (1990).
4. K.M. Ho, C.T. Chan, C.M Soukoulis, *Phys. Rev. Lett.*, **65**, №25, 3152, (1990).


# УПРАВЛЕНИЕ СПЕКТРОМ ОТРАЖЕНИЯ ДВУМЕРНОГО ФОТОННО-КРИСТАЛЛИЧЕСКОГО ЗЕРКАЛА В ТГЦ ДИАПАЗОНЕ


М.А. Тихомиров, В.Г. Беспалов,
Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия



Работа посвящена исследованию возможности создания узкополосного управляемого фильтра ТГц излучения. Меняя диэлектрическую проницаемость электрооптического материала, из которого можно построить фотонный кристалл, мы меняем положение первой запрещённой зоны, и, соответственно, управляем длиной волны отражённого излучения.


Одна из задач терагерцовой оптики – создание источников терагерцового излучения: как широкополосных, так и монохроматических. В работе рассмотрена возможность разработки легко регулируемого (по частоте) источника квазимонохроматических терагерцовых волн (финитных по времени, с ярко выраженным пиком в спектре), её решение, потенциально, имеет перспективы применения в диагностике, дистанционном зондировании, спектроскопии химических и биологических объектов.

Генерация терагерцового излучения, вопрос довольно хорошо изученный [1–3], в частности, есть работы и по регулируемым монохроматическим источникам [4]. Статей же об узкополосных ТГц регулируемых фильтрах, сравнительно немного [5].

Целью работы была проверка возможности создания узкополосного регулируемого фильтра терагерцового излучения на основе электрооптического материала. Для этого было произведено математическое моделирование процесса распространения электромагнитных волн в фотонном кристалле с изменяемой диэлектрической проницаемостью.

Фотонный кристалл – периодически структурированная диэлектрическая среда. Мы рассматриваем двумерные фотонные кристаллы, то есть диэлектрические

среды, периодические по двум осям и изотропные по третьей. Такой кристалл описывается следующей задачей на собственные значения:

$\nabla\times H= i\omega\varepsilon_0\,\varepsilon E$, $\nabla\times E=- i\omega\mu_0 H$, $\nabla\cdot H=0$, $\nabla\cdot(\varepsilon E)=0$, (1)

$\boldsymbol{\varepsilon}=\boldsymbol{\varepsilon}(x,y)$, $\mathbf{E}=\mathbf{E}(x,y)$, $\mathbf{H}=\mathbf{H}(x,y)$, $\boldsymbol{\varepsilon}(\mathbf{r}+\mathbf{p})= \boldsymbol{\varepsilon}(\mathbf{r})$ и $\boldsymbol{\varepsilon}(\mathbf{r}+\mathbf{q})= \boldsymbol{\varepsilon}(\mathbf{r})$, (2)

где **E** и **H** – электрическое и магнитное поля, **ε** – диэлектрическая проницаемость, (магнитная проницаемость $\mu\equiv1$), предполагается, что $\boldsymbol{\varepsilon}(x,y)$ периодична относительно решётки с базисом $\mathbf{p}=(x_1, y_1)$, $\mathbf{q}=(x_2, y_2)$. Физический собственного значения задачи – эта частота электромагнитных колебаний, которые могут распространяться в фотонном кристалле.

Хорошо известно [6], что множество собственных значений задачи (1, 2) представляет собой набор непересекающихся отрезков и полуось, которые называются разрешёнными зонами. Дополнение множества разрешённых зон – набор непересекающихся интервалов, называемых запрещёнными зонами (частоты электромагнитных колебаний, которые не могут распространяться в кристалле).

Принято считать, что если сделать «зеркало» из фотонного кристалла, то оно будет отражать электромагнитные волны, частота которых лежит в запрещённой зоне, и пропускать волны, частота которых лежит в разрешённой.

Задача на собственные значения (1,2), как известно [6] легко сводится к двум скалярным:

$$\boldsymbol{\varepsilon}^{-1}\Delta H=\frac{\omega^2}{c^2}\,H,\quad \frac{\partial}{\partial x}\boldsymbol{\varepsilon}^{-1}\frac{\partial}{\partial x}E+\frac{\partial}{\partial y}\boldsymbol{\varepsilon}^{-1}\frac{\partial}{\partial y}E=\frac{\omega^2}{c^2}E. \qquad (3)$$

В работе мы рассмотрели случай, когда диэлектрическая проницаемость среды зависит так же от внешнего постоянного электрического поля приложенного к фотонному кристаллу, то есть $\boldsymbol{\varepsilon}=\boldsymbol{\varepsilon}(x,y,\ \mathbf{E}_{вн})$, что позволит нам управлять положением запрещённой зоны в диапазоне 0,5-2,0 ТГц.

В результате численного эксперимента – нахождения спектра фотонных кристаллов с помощью уравнений (3) – мы получили 2 значения напряжённости внешнего электрического поля $\mathbf{E}_{вн1}$ и $\mathbf{E}_{вн2}$, для которых центры запрещённых зон, $\lambda_1$ и $\lambda_2$ соответственно, лежат в начале и в конце заданного диапазона.

Таким образом, показано, что создание узкополосного регулируемого фильтра принципиально решаемая задача.

В дальнейшем предполагается численная проверка гипотезы о фильтрации излучения фотонным зеркалом. И, на последнем этапе, экспериментальное нахождение функции $\lambda(\mathbf{E}_{вн})$ – зависимости положения запрещённой зоны кристалла от внешнего постоянного электрического поля.


1. Yun-Shick Lee, Principles of Terahertz Science and Technology (Springer, New York, 2009)
2. H. Takahashi, A. Quema, Masahiro Goto, S. Ono, N.Sarukura, Jpn. J. Appl. Phys., **42**, pp. 1259-1261 (2003)
3. P.Shiktorovy, V. Gruzinskisy, E. Starikovy, L. Reggianiz, L. Varanux, Semicond. Sci. Technol., **12**, pp. 1331–1334 (1997)
4. T. Taniuchi, J. Shikata, H. Ito, Electron. Lett., **36(16)**, pp. 1414-1416 (2000)
5. T. Drysdale, R. Blaikie, D. Cumming, Appl. Phys. Lett., **83**, p. 5362 (2003)
6. A. Figotin, P. Kuchment, SIAM J. APPL. MATH., **56**, pp. 1561-1620 (1996)

# ОСОБЕННОСТИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК В СИСТЕМАХ CdSe И CdTe

Савельева А.В.*,**, Shane Gallagher*, Yurii Gun'ko*, Баранов А.В.**
*School of chemistry, Trinity College Dublin, Ireland
**Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Перербург, Россия

В работе был роведён синтез и дальнейшее изучение взаимодействий в системах CdTe и CdSe квантовых точек (КТ). В системе CdTe КТ обнаружено формирование агрегатов с возможной упорядоченной структурой. Для CdSe КТ рассмотрено влияние стабилизатора на оптические характеристики раствора КТ.

Было проведено две серии экспериментов, направленных на изучение поведения двух различных систем квантовых точек (КТ). Первая система – отрицательно и положительно заряженные CdTe КТ, стабилизированные тиогликолевой кислотой и β-меркаптоэтиламином соответственно. Вторая система – CdSe КТ, поверхность которых покрыта двумя различными энантиомерными формами молекул пенициламина (L- и D-пеницилламин).

Синтез CdTe КТ осуществлялся согласно методу опубликованному в работе [1]. CdSe КТ были получены с помощью нагрева стоковых растворов Cd и Se микроволновым излучением и использованием L- и D-энантиомеров пенициламина в качестве стабилизаторов. Для проведения экспериментов были приготовлены водные растворы КТ с концентрацией наночастиц порядка $1 \div 10 \times 10^{-7}$ М/л. Основным методом исследования взаимодействия КТ являлись регстрация и анализ спектров люминесценции и поглощения растворов КТ.

**CdTe КТ**

В серии экспериментов к расствору отрицательно заряженных CdTe КТ добавлялись порции (50-100 мкл) раствора положительно заряженных CdTe КТ и наоборот. Кривые титрования для первого случая приведены на рис. 1, для второго - на рис. 2. Максимум люминесценции чистого раствора КТ был зарегестрирован на λ=540 нм для положительно заряженных CdTe КТ и λ=580 нм для отрицательно заряженных CdTe КТ. После проведения серии добавок в обоих случаях наблюдалось смещение положения максимума люминесценции КТ до значения λ=625 нм. Наблюдаемые изменения спектров люминесценции и поглощения свидетельсвтуют о формировании агрегатов в системе. Разгорание люминесценции является признаком того, что между наночастицами внутри сформировавшихся агрегатов происходит перенос энергии. В случае, когда положительно заряженные CdTe КТ добавлялись к отрицательно заряженным CdTe КТ, рост люминесценции достигал максимума, после чего интенсивность люминесценции падала с каждой очередной добавкой (рис. 1б). Соотношение молярных концентраций растворов КТ в точке, где возгорание люминесценции достигает максимума, составляет 12÷1. Этот факт позволил предположить, что агрегаты, формирущиеся в исследуемой системе CdTe КТ, имеют упорядоченную структуру, где КТ одного типа окружена 12-ю КТ другого типа. Возможность образования упорядоченных структур была исследована с помощью ПЭМ (просвечивающей электронной микроскопии). На изображениях,

полученных с помощью ПЭМ (рис. 3), видны агрегаты, где несколько КТ формируют кольцо вокруг одной КТ.

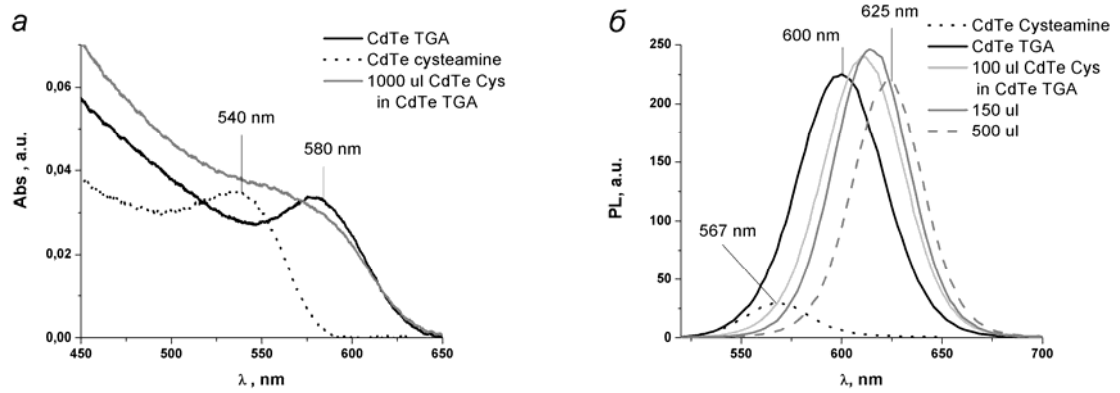



**Рис.1.** Изменение спектров поглощения (а) и люминесценции (б) при добавлении раствора положительно заряженных CdTe КТ к раствору отрицательно заряженных CdTe КТ

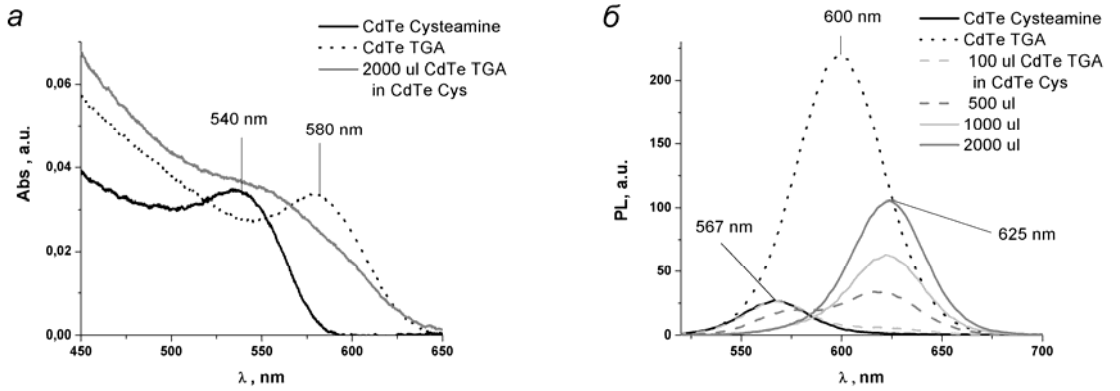



**Рис.2.** Изменение спектров поглощения (а) и люминесценции (б) при добавлении раствора отрицательно заряженных CdTe КТ к раствору положительно заряженных CdTe КТ

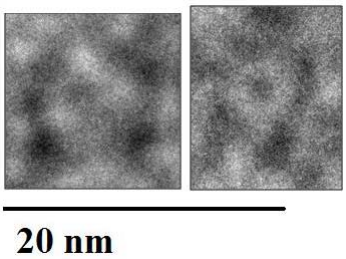



**Рис.3.** ПЭМ изображения агрегатов, формирующихся в системе CdTe КТ

**CdSe КТ**

В серии экспериментов к расствору CdSe КТ добавлялись порции (10 мкл) раствора чистого стабилизатора (L- и D-пеницилламина), сначала того же типа, что и стабилизатор на поверхности КТ (рис. 4), затем – противоположный ему энантиомер (рис. 5). Добавление стабилизатора того же типа, которым покрыта поверхность КТ, не вызывает изменения люминесценции КТ. Добавление же стабилизатора с противоположной формой энантиомера приводит к возрастанию люминесценции КТ. Наблюдаемая тендеция может быть объяснена тем, что специфическая структура энантиомеров позволяет двум противоположным формам этих молекул плотнее

заполнить поверхность наночастицы. Таким образом, добавление чистого пеницилламина в систему КТ, приводит к тому, что дополнительные молекулы стабилизатора встраиваются в оболочку наночастиц. Рост интенсивности люминесценции при этом может быть вызван двумя факторами. Во-первых, более плотная упаковка молекул стабилизатора на поверхности КТ не позволяет молекулам воды, вызывающим тушение люминисценции, взаимодействовать с поверхностью наночастицы. Во-вторых, появление дополнительных молекул стабилизатора модифицирует поверхность КТ и может приводить к образованию новых экситонных состояний.

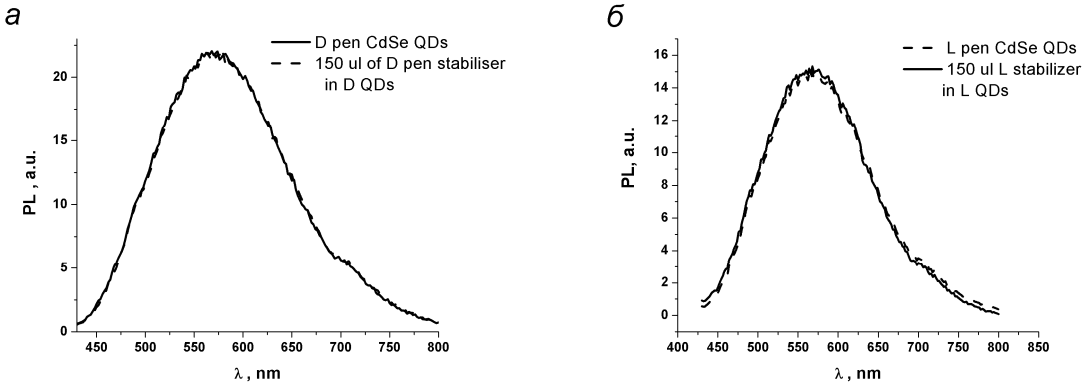



**Рис.4.** Отсутствие изменений спектра люминесценции при добавлении к CdSe КТ энантиомера того же типа, что и на поверхности КТ: *а*) D- пеницилламин в системе КТ, стабилизированных D- пеницилламином; *б*) L-пеницилламин в системе КТ, стабилизированных L-пеницилламином

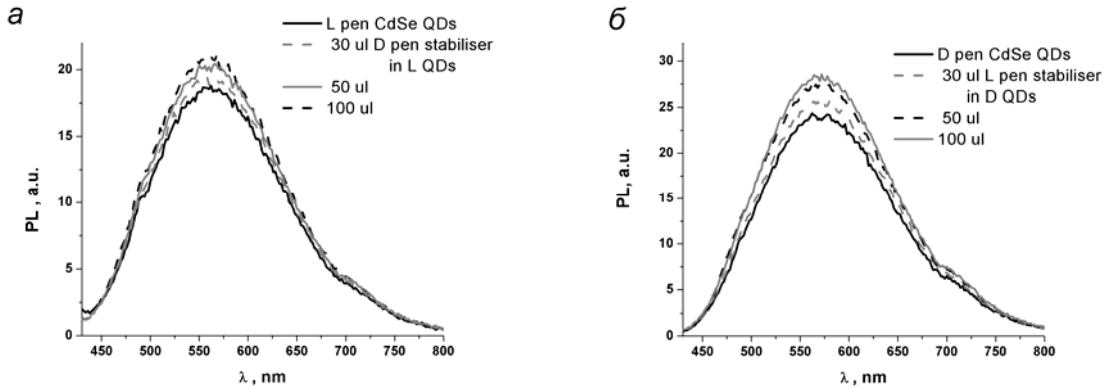



**Рис.5.** Возрастание люминесценции при добавлении к CdSe КТ энантиомера, противоположного тому, что находится на поверхности КТ: *а*) D-пеницилламин в системе КТ, стабилизированных L –пеницилламином; *б*) L-пеницилламин в системе КТ, стабилизированных D –пеницилламином

1. Byrne, S. J.; Corr, S. A.; Rakovich, T. Y.; Gun'ko, Y. K.; Rakovich, Y. P.; Donegan, J. F.; Mitchell, S.; Volkov, Y., *J. Mat. Chem.*, **16 (28)**, 2896-2902, (2006).

# ДИФРАКЦИОННО-ОПТИЧЕСКИЙ МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ ПЕРИОДА НАНОРЕШЕТОК СФОРМИРОВАННЫХ НА САПФИРОВОЙ ПОДЛОЖКЕ

А.Н.Рябов, И.Е.Усенов, М.Г.Евдокимов
МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

Производство поверхностных наноструктур являются перспективным направлением в нанотехнологиях. Существует ряд методик характеризации этих структур. Иногда особенностью структуры образцов являются малые размеры исследуемых зон, не превышающие величины 100 мкм. Эти особенности не всегда позволяют использовать стандартные методические подходы. Кроме того, в представленной методике исследуется вся нанорешетка целиком, что позволяет ускорить процесс измерения.

На рис.1 представлена схема измерений. Образец фиксируется в узле крепления и освещается пучком излучения аргонового ($Ar^+$) лазера. Линза согласовывает размер пучка с размером исследуемого участка образца. С помощью призмы можно выбирать необходимую длину волны из присутствующих в излучении лазера. Получившаяся дифракционная картина считывалась ПЗС-камерой и обрабатывалась в средах Origin и LabView. Для лучшего обзора дифракционной картины ПЗС-камера установлена на вращательную подвижку, которая управляется с помощью специально написанной программы в LabView. Ось вращения ПЗС камеры лежит на плоскости, совпадающей с поверхностью образца, перпендикулярно плоскости Рис.2. Вращение ПЗС камеры позволяет получить угловое распределение отраженного и прошедшего излучения в широком диапазоне углов. Образец расположен под углом 15º-20º к лазерному пучку.

При записи углового распределения, ПЗС камера сдвигается на углы, позволяющие из набора кадров «сшить » полное распределение излучения. Полученная дифракционная картина интегрируется по столбцам в матрице изображения и фильтруется цифровым фильтром. Результат обработки представляет собой график зависимости интенсивности излучения от угла, представляющий собой набор максимумов, соответствующих порядкам дифракции.

Направление на максимумы определяется уравнением дифракционной решетки:

$$d(\sin\varphi - \sin\theta) = m\lambda, \qquad (1)$$

где $\varphi$ - угол дифракции, $d$- период дифракционной решетки, $\theta$ - угол падения пучка, $\lambda$ - длина волны, $m$- порядок дифракции.

Измерения проводятся при различных значениях длин волн (514,5 нм, 488 нм и 454,7 нм), с разными углами поворота образца к излучению и с различным расстоянием ПЗС-камеры до образца.

Обработка результатов измерений проводится с использованием формулы (1). Зная угол падения зондирующего излучения на поверхность образца, длину волны и измерив угол в порядках дифракции можно определить период наноструктуры. Смена длин волн зондирующего излучения позволяет верифицировать полученные результаты.

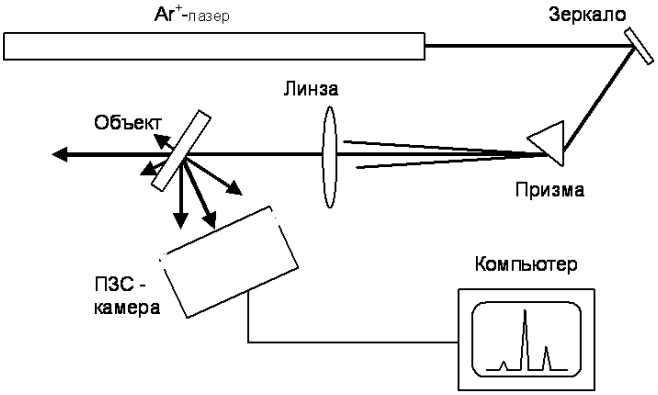



Рисунок 1. Схема установки

Погрешность результатов измерений определяется ошибкой определения углов отклонения порядков дифракции и определения угла падения зондирующего лазерного пучка на образец. Кроме того, вклад в погрешность измерений углового распределения отраженного/прошедшего излучения вносит точность определения энергетического центра максимумов распределения. Результирующая ошибка измерений не превышает по величине 2 нм.

Объектом исследования является дифракционная нанорешетка сформированная на плоской прозрачной подложке. Дифракция наблюдалась на прохождение и на отражение лазерного пучка. При расчетах использовались данные только об отраженном луче, чтобы не учитывать явления, связанные с преломлением в подложке.

На Рис.2 представлена угловая зависимость интенсивности излучения. На рисунке помечены: «1» - нулевой отраженный максимум, «2» - нулевой прошедший максимум, «3» - первый прошедший максимум, «4» - первый отраженный максимум.

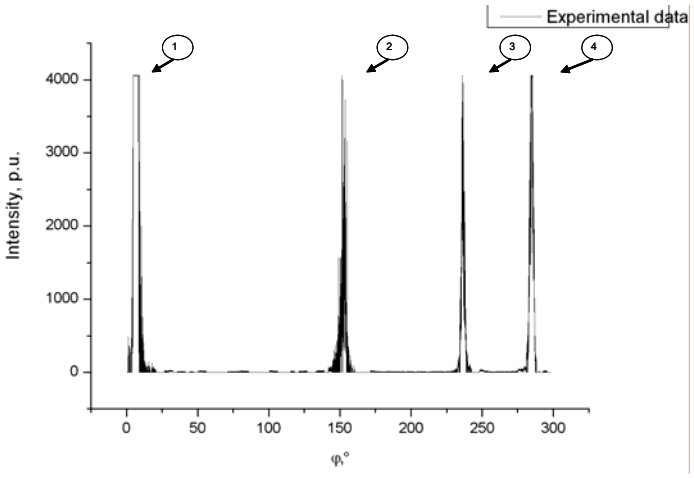



Рис.2 Угловое распределение излучения

Отработан метод измерения периода дифракционной нанорешетки и проведены измерения образцов нанорешеток. Экспериментально измеренное значение периода нанорешеток составляет 407+-2 нм. Разброс величин периода для различных участков образца не превышает погрешности измерений.

# ДИФРАКЦИЯ СВЕТА НА НАНОРАЗМЕРНЫХ КВАЗИПЕРИОДИЧЕСКИХ СТРУКТУРАХ

А.Н.Рябов, И.Е.Усенов, М.Г.Евдокимов
МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

Террасно-ступенчатые наноструктуры на поверхности лейкосапфира, привлекают внимание исследователей в связи с возможностью их использования в устройствах микро- и наноэлектроники. Данные структуры отличаются высокой временной стабильностью, что и является предпосылкой для их использования.

Для характеризации шероховатости был применен комплексный подход с использованием методов атомно-силовой микроскопии, рентгеновского и оптического рассеяния. Данные методы не только дополняют другу друга, охватывая различные интервалы пространственных частот характеризующих шероховатость и периодичность, но и подтверждают достоверность полученных в отдельности друг от друга результатов.

В данной работе рассматриваются результаты, полученные при рассеянии света на наноструктуре.

В экспериментальной установке был использован аргоновый ($Ar^+$) лазер, работающий на длинах волн 514,5 нм, 488 нм и 454,7 нм. Пучок излучения фокусировался на поверхность исследуемого образца. Отраженное излучение фиксировалось ПЗС-камерой (PCO Pixelfly 1360x1024, 4.65 μm p.s.) и обрабатывалась в средах Origin и LabView. ПЗС-камера установлена на вращательную подвижку (OWIS DMT100+SM255), позволяющую сканировать сигнал в широком диапазоне углов. Ось вращения ПЗС камеры лежит в плоскости, совпадающей с поверхностью образца.

При записи углового распределения, ПЗС камера сдвигается на углы, позволяющие из набора кадров «сшить» полное распределение излучения. Полученная картина интегрируется по столбцам в матрице изображения и фильтруется цифровым фильтром. Результат обработки представляет собой график зависимости интенсивности излучения от угла.

Анализ угловой зависимости рассеяного излучения показывает, что рельеф упорядочен, а отсутствие дифракционных максимумов свидетельствует о том, что его характерный период меньше длины зондирующего излучения.

# СОДЕРЖАНИЕ

**УСТНЫЕ ДОКЛАДЫ .....5**

**СЕКЦИЯ 1. НЕЛИНЕЙНАЯ И КОГЕРЕНТНАЯ ОПТИКА .....5**

ГЕНЕРАЦИЯ КЛАСТЕРНЫХ ЧЕТЫРЕХМОДОВЫХ КВАНТОВЫХ СОСТОЯНИЙ МЕТОДАМИ НЕЛИНЕЙНОЙ ОПТИКИ
Беляева О.В., Чиркин А.С. .....5

ОСОБЕННОСТИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ СО СРЕДОЙ И РАСПРОСТРАНЕНИЯ УЛЬТРАКОРОТКИХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ В КВАНТОВЫХ НЕЛИНЕЙНЫХ СРЕДАХ
Гуляев А.В., Тихонова О.В. .....6

К ВОПРОСУ ОБ УПРАВЛЕНИИ КОЛЕБАТЕЛЬНО-ВРАЩАТЕЛЬНОЙ ДИНАМИКОЙ МОЛЕКУЛ
Шмелев А.Г., Леонтьев А.В., Никифоров В.Г., Сафиуллин Г.М., Лобков В.С. .....7

НЕЛИНЕЙНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ СОНАПРАВЛЕННЫХ ФЕМТОСЕКУНДНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ СО СПЕКТРАМИ В ОБЛАСТИ АНОМАЛЬНОЙ ГРУППОВОЙ ДИСПЕРСИИ СРЕДЫ
Булеев А.А., Медвинский Д.А., Бахтин М.А. .....8

НЕЛИНЕЙНЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ НА ПЕРИОДИЧЕСКИХ ДОМЕННЫХ СТРУКТУРАХ, СФОРМИРОВАННЫХ ЭЛЕКТРОННЫМ ЛУЧОМ В КРИСТАЛЛАХ Y-СРЕЗА НИОБАТА ЛИТИЯ
Бородин М.В., Щербина В.В.....11

ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА МЕТАЛЛОДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ОДНОМЕРНЫХ ДИФРАКЦИОННЫХ РЕШЕТОК СУБВОЛНОВОГО ПЕРИОДА
Кузнецов С.А., Калиш А.Н., Белотелов В.И., Венгурлекар А. *.....13

МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПЕРИОДИЧЕСКИХ МЕТАЛЛО-МАГНИТНЫХ СИСТЕМ
Калиш А.Н., Белотелов В.И., Быков Д.А. *,Досколович Л.Л. *, Звездин А.К.....14

ФОРМИРОВАНИЕ, СУПЕРПОЗИЦИЯ И ДИФРАКЦИЯ ВИХРЕВЫХ ОПТИЧЕСКИХ ПУЧКОВ
Казак Л.А., Толстик А.Л.....16

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРОННОЙ И СПИНОВОЙ ДИНАМИКИ В 2DEG МЕТОДАМИ МАГНИТООПТИЧЕСКОЙ СПЕКТРОСКОПИИ
Иванин К.В., Леонтьев А.В., Лобков В.С., Pugzlys A.*, Rizo P.J.*, van Loosdrecht P.H.M. * .....19

ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ЧАСТОТЫ ИЗЛУЧЕНИЯ СО-ЛАЗЕРА В НЕЛИНЕЙНЫХ КРИСТАЛЛАХ $ZnGeP_2$ И GaSe
Андреев Ю.М.*, Ионин А.А., Киняевский И.О., Климачёв Ю.М., Козлов А.Ю., Котков А.А., Ланский Г.В.* .....20

НАНОСТРУКТУРИРОВАНИЕ ПОВЕРХНОСТИ АЛЮМИНИЯ МОЩНЫМИ ФЕМТОСЕКУНДНЫМИ ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ
Голосов Е.В., Ионин А.А.,* Колобов Ю.Р., Кудряшов С.И.,* Лигачев А.Е.,** Макаров С.В.,*** Новоселов Ю.Н.,* Селезнев Л.В.,* Синицын Д.В.* ..... 24

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ СВЕТОВЫХ ИМПУЛЬСОВ С РЕГУЛЯРНОЙ ПОПЕРЕЧНОЙ СТРУКТУРОЙ В СРЕДЕ С КЕРРОВСКОЙ НЕЛИНЕЙНОСТЬЮ
Ефимов О.В. ..... 26

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ГЕНЕРАЦИИ СУПЕРКОНТИНУУМА ПРИ ФИЛАМЕНТАЦИИ ФЕМТОСЕКУНДНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ В ВОДЕ.
Скопина О.В., Дормидонов А.Е. ..... 28

КОНИЧЕСКАЯ ЭМИССИЯ СУПЕРКОНТИНУУМА ПРИ ФИЛАМЕНТАЦИИ В ПЛАВЛЕННОМ КВАРЦЕ ФЕМТОСЕКУНДНОГО ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА
Сметанина Е.О., Дормидонов А.Е., Компанец В.О. * ..... 30

ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННОЕ УПРАВЛЕНИЕ МНОЖЕСТВЕННОЙ ФИЛАМЕНТАЦИЕЙ ФЕМТОСЕКУНДНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ТУРБУЛЕНТНОЙ АТМОСФЕРЕ
Дергачев А.А. ..... 32

ФИЛАМЕНТАЦИОННЫЙ РЕЖИМ РАСПРОСТРАНЕНИЯ МОЩНЫХ ФЕМТОСЕКУНДНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ В ВОЗДУХЕ
Ионин А.А., Кудряшов С.И., Макаров С.В.,* Селезнев Л.В., Синицын Д.В. ..... 34

**СЕКЦИЯ 2. ФИЗИЧЕСКАЯ ОПТИКА И СПЕКТРОСКОПИЯ ..... 36**

РАСЧЕТ ДИФРАКЦИОННЫХ СТРУКТУР ДЛЯ ФОКУСИРОВКИ ПОВЕРХНОСТНЫХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН
Безус Е.А., Досколович Л.Л., Казанский Н.Л., Сойфер В.А., Харитонов С.И. ..... 36

ОЦЕНКА АНИЗОПЛАНАТИЗМА ПРИ КОРРЕКЦИИ АТМОСФЕРНЫХ ИСКАЖЕНИЙ
Куликов В.А., Шмальгаузен В.И. ..... 38

ПОЛУЧЕНИЕ МУЛЬТИПЛЕКСНЫХ ГОЛОГРАММ НА ФОТО-ТЕРМО-РЕФРАКТИВНОМ СТЕКЛЕ
Златов А. С., Щеулин А.С., Корзинин Ю. Л., Никоноров Н. В. ..... 41

СПЕКТРАЛЬНЫЕ ЛИНИИ И ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ СОСТОЯНИЙ АТОМОВ СО СВЕРХКРИТИЧЕСКИМ ЯДРОМ
Гайнутдинов Р.Х., Мутыгуллина А.А., Петрова А.С. ..... 42

ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ОТНОСИТЕЛЬНЫХ КОЭФФИЦИЕНТОВ СТОЛКНОВИТЕЛЬНОГО УШИРЕНИЯ ЛИНИИ *R*22 ПЕРЕХОДА $10^0$0-$00^0$1 МОЛЕКУЛЫ $CO_2$ БУФЕРНЫМИ ГАЗАМИ $N_2$ И He
Аршинов К.И, Аршинов М.К., Невдах В.В.* ..... 44

ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРОВ ПОГЛОЩЕНИЯ ИЗ ВОЗБУЖДЕННЫХ 5D-СОСТОЯНИЙ ИОНОВ $Ce^{3+}$ В КРИСТАЛЛЕ $LiLuF_4$
Павлов В.В., Марисов М.А., Семашко В.В., Наумов А.К., Кораблева С.Л., Низамутдинов А.С. .....45

ЛАЗЕРНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ИОНОВ $Nd^{3+}$ В КРИСТАЛЛЕ $LaF_3$
Ахмеджанов Р.А., Бондарцев А.А., Гущин Л.А., Чернов В.В. .....48

ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ НА ЭФФЕКТИВНОСТЬ МЕЖСЛОЙНОГО ПЕРЕНОСА ТРИПЛЕТНОЙ ЭНЕРГИИ В ПЛЕНКАХ ЛЕНГМЮРА-БЛОДЖЕТТ
Селиверстова Е.В., Аймуханов А.К., Ибраев Н.Х. .....49

ФОТОСТЕРЕИЗОМЕРИЗАЦИЯ КОМПОЕНТОВ МОЛЕКУЛЯРНЫХ СЛОЕВ ДИКАРБОЦИАНИНОВОГО КРАСИТЕЛЯ
Старовойтов А.А., Калитеевская Е.Н., Крутякова В.П., Разумова Т.К. .....52

КР – СПЕКТРОСКОПИЯ В ИССЛЕДОВАНИЯХ ЗАЩИТНОГО ДЕЙСТВИЯ ПРЕПАРАТА СЕМАКС ПРИ ИШЕМИЧЕСКОМ ИНСУЛЬТЕ У КРЫС ПО ОЦЕНКЕ СОСТОЯНИЯ КОМПОНЕНТОВ КРОВИ
Власова И.М. .....53

ПОЛЯРИЗАЦИЯ ВАКУУМА И ДИНАМИЧЕСКИЕ ПОПРАВКИ К ЛЭМБОВСКОМУ СДВИГУ В МЮОННЫХ АТОМАХ
Васильев А.А., Гайнутдинов Р.Х., Мутыгуллина А.А. .....54

ИССЛЕДОВАНИЕ СОПОЛИМЕРОВ ПРОПИЛЕНА С БУТЕНОМ-1 И ОКТЕНОМ-1 МЕТОДОМ ПОЛЯРИЗАЦИОННОЙ СПЕКТРОСКОПИИ КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ
Ген Д.Е., Прохоров К.А., Николаева Г.Ю., Сагитова Е.А., Пашинин П.П.,Ковальчук А.А.*, Клямкина А.Н.*, Недорезова П.М.*, Оптов В.А.*,Шклярук Б.Ф.** .....57

ДВУХИМПУЛЬСНАЯ ЛАЗЕРНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ УГЛЕРОДИСТЫХ СТАЛЕЙ
Ермалицкая К.Ф. .....60

ЭЛЕКТРОМАГНИТНО-ИНДУЦИРОВАННАЯ ПРОЗРАЧНОСТЬ И АБСОРБЦИЯ В ПОЛЕ ВСТРЕЧНЫХ ЭЛЛИПТИЧЕСКИ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ВОЛН
Бражников Д.В., Тайченачев А.В., Тумайкин А.М., Юдин В.И. .....62

ВЫЧИСЛЕНИЕ АТМОСФЕРНЫХ ФУНКЦИЙ ПРОПУСКАНИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ ДЛЯ ВОССТАНОВЛЕНИЯ ОБЩЕГО СОДЕРЖАНИЯ МЕТАНА С УЧЕТОМ СПЕКТРОВ ПОГЛОЩЕНИЯ МЕШАЮЩИХ ГАЗОВ
Воронина Ю.В., Чеснокова Т.Ю., Пономарев Ю.Н., Капитанов В.А. .....64

ИССЛЕДОВАНИЕ СОПОЛИМЕРОВ ПРОПИЛЕНА С ЭТИЛЕНОМ, ГЕКСЕНОМ-1 И 4-МЕТИЛ-ПЕНТЕНОМ-1 МЕТОДОМ ПОЛЯРИЗАЦИОННОЙ СПЕКТРОСКОПИИ КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ
Чернышов К.Б., Прохоров К.А., Николаева Г.Ю., Сагитова Е.А., Пашинин П.П., Ковальчук А.А., Клямкина А.Н., Недорезова П.М., Оптов В.А., Шклярук Б.Ф .....67

**СЕКЦИЯ 3. ОПТИЧЕСКОЕ ПРИБОРОСТРОЕНИЕ .....69**

РАЗМЕРНЫЙ КОНТРОЛЬ ЦИЛИНДРОВ МЕТОДОМ МУАР-ИНТЕРФЕРОМЕТРИИ
Иванов А.Н., Михайлов В.М. ..... 69

ВТОРИЧНЫЙ СПЕКТР В ДИАПАЗОНЕ ДЛИН ВОЛН 400 – 900 МКМ
Грамматин А.П., Цыганок Е.А. ..... 71

СТЕРЕОСКОПИЧЕСКИЙ ДИСПЛЕЙ ДЛЯ ВОСПРОИЗВЕДЕНИЯ ИЗОБРАЖЕНИЙ ОТ КАМЕР СО СХОДЯЩИМИСЯ ОСЯМИ
Гребенюк К. А. [α], Петров В. В. [β] ..... 74

РАЗРАБОТКА ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ ДЛЯ КОРРЕКЦИИ ИСКАЖЕНИЙ, ВНОСИМЫХ АКУСТООПТИЧЕСКИМ ФИЛЬТРОМ
Мачихин А.С. Пожар В.Э. , Глебов П.Г.*, ..... 75

**Секция 4. Физика лазеров и лазерные технологии ..... 77**

ОСАЖДЕНИЕ ЧАСТИЦ МЕТАЛЛОВ НА ПОВЕРХНОСТЬ МАТЕРИАЛОВ ИЗ КОЛЛОИДНЫХ СИСТЕМ И РАСТВОРОВ ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ
Антипов А.А., Кутровская С.В., Кучерик А.О. ..... 77

INVESTIGATION OF LASER-INDUCED PROCESSES BY METHOD OF 3D-RELIEF RECONSTRUCTION
Kucherik A.O., Tarasov R.E., Vladimir State University, Vladimir, Russia, ..... 79

ОКИСЛЕНИЕ ТОНКИХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛЕНОК СВЕРХКОРОТКИМИ ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ
Ярчук М.В. ..... 80

ДИНАМИКА ПИКОСЕКУНДНОЙ ИМПУЛЬСНОЙ ЛАЗЕРНОЙ АБЛЯЦИИ КРЕМНИЕВЫХ МИШЕНЕЙ
Алехин А.И., Перминов П.А.* ..... 80

ИССЛЕДОВАНИЕ ПОГЛОЩЕНИЯ ИЗ ВОЗБУЖДЕННОГО СОСТОЯНИЯ ПЕРСПЕКТИВНЫХ УФ АКТИВНЫХ СРЕД $CaF_2$:Ce+Yb И $KY_3F_{10}$:Ce+Yb
Кирышева С.А., Низамутдинов А.С., Семашко В.В., Наумов А.К., Кораблева С.Л., Гордеев Е.Ю. ..... 83

ЧИСЛЕННЫЙ АЛГОРИТМ РАСЧЕТА ВОЛНОВОДНЫХ И ВЫТЕКАЮЩИХ МОД МНОГОСЛОЙНЫХ ОПТИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДОВ
Ржанов А.Г., Григас С.Э. ..... 85

**Секция 5. Оптическая информатика ..... 88**

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ПАРАМЕТРОВ СХЕМЫ КОМПЕНСАЦИИ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ РАБОТЫ ВОЛП
Волков К.А. ..... 88

РЕЗУЛЬТАТЫ ОЦЕНКИ ДЛИНЫ БИЕНИЙ ОПТИЧЕСКИХ ВОЛОКОН ПОЛЯРИЗАЦИОННЫМ ОПТИЧЕСКИМ РЕФЛЕКТОМЕТРОМ С УВЕЛИЧЕННОЙ ДЛИТЕЛЬНОСТЬЮ ИМПУЛЬСА
Дашков М.В. ..... 89

РЕАЛИЗАЦИЯ НЕЛЕГИТИМНОГО ПОЛЬЗОВАТЕЛЯ НА УСТАНОВКЕ КВАНТОВОЙ КРИПТОГРАФИИ ФАКУЛЬТЕТА ФОТОНИКИ И ОПТОИНФОРМАТИКИ
Глейм А.В., Егоров В.И. ..... 92

СВЕРХБЫСТРОЕ УПРАВЛЯЕМОЕ ДВУХВОЛНОВОЕ СКАНИРОВАНИЕ ЛАЗЕРНЫХ ПУЧКОВ КОГЕРЕНТНЫМИ ГОЛОГРАФИЧЕСКИМИ ФОТОННЫМИ КРИСТАЛЛАМИ
Архипов Р.М., Егоров В.С, Чехонин И.А., Чехонин М.А., Багаев С.Н.* ..... 94

РЕАЛИЗАЦИЯ МОДЕЛИ ЛИНЕЙНОЙ РЕГРЕССИИ МЕТОДОМ ГОЛОГРАФИИ ФУРЬЕ: ВЛИЯНИЕ ОГРАНИЧЕННОСТИ ДИНАМИЧЕСКОГО ДИАПАЗОНА РЕГИСТРИРУЮЩЕЙ СРЕДЫ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ПРОЦЕССА ПРИ ВЫСОКОЧАСТОТНОЙ ФИЛЬТРАЦИИ
Бекяшева З.С. ..... 97

**СЕКЦИЯ 6. ОПТИЧЕСКИЕ МАТЕРИАЛЫ И ТЕХНОЛОГИИ ..... 100**

ВЛИЯНИЕ ТЕРМООБРАБОТКИ НА ИЗМЕНЕНИЕ ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ ОБЪЕМНЫХ ФАЗОВЫХ ГОЛОГРАММ, ЗАПИСАННЫХ НА ФОТО-ТЕРМО-РЕФРАКТИВНОМ СТЕКЛЕ
Иванов С. А., Приказов М. Ю., Златов А. С., Корзинин Ю. Л., Никоноров Н. В. .... 100

УПРАВЛЕНИЕ СВЕТОВЫМИ ПОЛЯМИ ДИФРАКЦИОННЫМИ ЖИДКОКРИСТАЛЛИЧЕСКИМИ ЭЛЕМЕНТАМИ
Казак А.А., Мельникова Е.А., Толстик А.Л. ..... 101

ИЗМЕРЕНИЕ АБСОЛЮТНОЙ КОНЦЕНТРАЦИИ ИОНОВ $Nd^{3+}$ В ТВЕРДЫХ РАСТВОРАХ $LiF-YF_3-LuF_3$
Марисов М.А., Семашко В.В., Кораблева С.Л., Ивойлов Н.Г., Митяшкин О.А., Ефимов В.Н., Наумов А.К., Корякина Е.Ю. ..... 104

КОВАРИАНТНОЕ КРИСТАЛЛОГРАФИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ ПЛАНАРНЫХ ХИРАЛЬНЫХ МЕТАМАТЕРИАЛОВ
Галынский В.М., Новицкий А.В., Жуковский С.В.* ..... 106

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕХНОЛОГИИ, ГЕНЕРАЦИИ ВТОРОЙ ГАРМОНИКИ И ПОГЛОЩЕНИЯ ПОЛИМЕРНЫХ СЛОЕВ НА ОСНОВЕ ПММА И ДИСПЕРСНОГО КРАСНОГО, ОРИЕНТИРОВАННОГО В КОРОННОМ РАЗРЯДЕ, ДЛЯ ФОРМИРОВАНИЯ ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКОГО МОДУЛЯТОРА МЕТОДОМ НАНОИМПРИНТА
Арефьева Н.Н., Литвин А.П., Бурункова Ю.Э. ..... 109

ТЕРМОМЕХАНИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ТЕРМООПТИЧЕСКИХ АБЕРРАЦИЙ ЛИНЗ
Романов А.Е. ..... 110

**СЕМИНАР «ТЕРАГЕРЦОВАЯ ОПТИКА И СПЕКТРОСКОПИЯ» ..... 113**

ДИФРАКЦИЯ ТЕРАГЕРЦОВЫХ ВОЛНОВЫХ ПАКЕТОВ ИЗ МАЛОГО ЧИСЛА КОЛЕБАНИЙ НА КРУГЛОМ ОТВЕРСТИИ
Иванов Д.В., Козлов С.А. ..... 113

О ГЕНЕРАЦИИ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ОДНООСНОМ КРИСТАЛЛЕ С ПРИМЕСНЫМИ ДВУХУРОВНЕВЫМИ РЕЗОНАНСНЫМИ АТОМАМИ
Бугай А.Н., Сазонов С.В.* ..... 116

ГЕНЕРАЦИЯ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ПРОБОЕ ВОЗДУХА ФЕМТОСЕКУНДНЫМИ ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ
Ахмеджанов Р. А., Иляков И. Е., Суворов Е. В., Шишкин Б. В. ..... 118

К ТЕОРИИ ГЕНЕРАЦИИ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ОПТИЧЕСКОМ ПРОБОЕ ВОЗДУХА ФЕМТОСЕКУНДНЫМИ ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ СОДЕРЖАЩИМИ ВТОРУЮ ГАРМОНИКУ
Миронов В. А., Фадеев Д. А. ..... 120

ГЕНЕРАЦИЯ И ДЕТЕКТИРОВАНИЕ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ПЕРИОДИЧЕСКИ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ КРИСТАЛЛАХ С ПОМОЩЬЮ ИМПУЛЬСОВ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НАНОСЕКУНДНОЙ ДЛИТЕЛЬНОСТИ
Тучак А.Н., Якунин П.В., Китаева Г.Х. ..... 123

ВЛИЯНИЕ ПРИМЕСИ Mg НА ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КРИСТАЛЛОВ НИОБАТА ЛИТИЯ В ТЕРАГЕРЦОВОМ ДИАПАЗОНЕ СПЕКТРА.
Ковалев С.П., Кузнецов К.А., Китаева Г.Х., Пенин А.Н. ..... 124

ПОВЕРХНОСТНЫЕ ВОЛНЫ В ИМУЛЬСНОЙ ТЕРАГЕРЦОВОЙ СПЕКТРОСКОПИИ
Назаров М.М., Шкуринов А.П., Котаз Ж.-Л.* ..... 125

ВЛИЯНИЕ ОПОРНОГО ИСТОЧНИКА НА ВОССТАНОВЛЕНИЕ В МЕТОДЕ ИМПУЛЬСНОЙ ТГЦ ГОЛОГРАФИИ
Городецкий А.А., Беспалов В.Г. ..... 129

ИЗМЕРЕНИЕ ИНТЕГРАЛЬНОГО КОЭФФИЦИЕНТА ПОГЛОЩЕНИЯ РАЗЛИЧНЫХ ВЕЩЕСТВ В ДИАПАЗОНЕ 0,1-1,5 ТГЦ
Новоселов Е.В., Городецкий А.А., Грачев Я.В., Крылов В.Н., Макаров Е.А., Беспалов В.Г. ..... 130

ВЛИЯНИЕ ИМПУЛЬСНОГО ШИРОКОПОЛОСНОГО ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ДИАПАЗОНА ОТ 0,1 ДО 2 ТГЦ НА ОТДЕЛЬНЫЕ БИОЛОГИЧЕСКИЕ ТКАНИ
Грачев Я.В., Смолянская О.А. ..... 133

ПРИМЕНЕНИЕ ТЕРАГЕРЦОВОЙ СПЕКТРОСКОПИИ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ БИОЛОГИЧЕСКИХ МОЛЕКУЛ
Черкасова О.П., Назаров М.М., Манькова А.М., Федулова Е.А., Шкуринов А.П. ... 136

**СЕМИНАР «ОПТИЧЕСКИЕ МЕТАМАТЕРИАЛЫ, ФОТОННЫЕ КРИСТАЛЛЫ И НАНОСТРУКТУРЫ» ..... 138**

ОПТИЧЕСКИЙ МЕТОД НАБЛЮДЕНИЯ МАГНИТО-ХИМИЧЕСКИХ ЭФФЕКТОВ НА ПОВЕРХНОСТИ ТОНКИХ ФЕРРОМАГНИТНЫХ ПЛЕНОК
Агапонова А.В., Рыжиков И.А., Пухов А.А., Седова М.В., Быков И.В., Маклаков С.А., Шалыгина Е.Е.* .....138

КЛАССИФИКАЦИЯ ВОЛН В ОДНОМЕРНЫХ МЕТАЛИЗИРОВАННЫХ ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛАХ
Нечепуренко И.А., Дорофеенко А.В., Виноградов А.П .....139

ВТОРОЙ ЗАКОН ТЕРМОДИНАМИКИ, ДЕМОНЫ МАКСВЕЛЛА, ФОТОННО-КРИСТАЛЛИЧЕСКИЕ ВОЛОКНА И ОПТИМАЛЬНЫЕ ВОЛНОВОДНЫЕ МОДЫ В БИОФОТОНИКЕ
Доронина Л.В.,*Федотов И.В., *Ивашкина О.И., ** Зоц М.А., **Анохин К.В., **Михайлова Ю.М., *Ланин А.А., *Федотов А.Б., *Шнайдер М.Н., ***Майлс Р.Б., ***Соколов А.В., ****Скалли М.О., ***,**** и Желтиков А.М. * .....140

ОСОБЕННОСТИ ДВУМЕРНОГО ФОТОННОГО КРИСТАЛЛА, ЗАПОЛНЕННОГО РЕЗОНАНСНЫМ ГАЗОМ
Ветров С.Я.*, Рудакова Н.В.*, Тимофеев И.В.** .....142

ЛЭМБОВСКИЙ СДВИГ АТОМОВ В ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛАХ
Гайнутдинов Р.Х., Хамадеев М.А. .....145

FORMATION OF NANOSCALE STRUCTURES ON A SURFACE OF A COLD SUBSTRATE AT CONTROLLED LASER ACTION
Antipov A.A., Kutrovskaya S.V., Kucherik A.O.....147

ВЛИЯНИЕ ЛАЗЕРНОГО ВОЗБУЖДЕНИЯ НА ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЮ АНОДНО ОКИСЛЕННОГО ПОРИСТОГО КРЕМНИЯ
Ян Д.Т.....148

НОВЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ СЕНСОРЫ ВЛАЖНОСТИ НА ОСНОВЕ ОПАЛОВЫХ ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛОВ
Слесарев А.С.,Абрамова В.В.,Климонский С.О.,Синицкий А.С.,Лаптинская Т.В. ..150

ВЛИЯНИЕ ШЕРОХОВАТОСТИ ПОВЕРХНОСТИ КРЕМНИЕВЫХ СТЕНОК НА ОПТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ОДНОМЕРНЫХ ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛОВ
Жарова Ю.А.*, Федулова Г.В.*, Балдычева А.В.**, В.А.Ермаков** .....152

ОБ АНДЕРСОНОВСКОЙ ЛОКАЛИЗАЦИИ В ОДНОМЕРНЫХ ПЕРИОДИЧЕСКИХ В СРЕДНЕМ АНИЗОТРОПНЫХ ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМАХ
Игнатов А.И., Мерзликин А.М. .....154

СРЕДА С БЛИЗКИМИ К НУЛЮ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ И МАГНИТНОЙ ПРОНИЦАЕМОСТЯМИ КАК УНИВЕРСАЛЬНЫЙ МАТЕРИАЛ ДЛЯ СОЗДАНИЯ «КЛОКИНГА»
Е. О. Лизнёв, А. В. Дорофеенко, А. П. Виноградов .....157

ОПТИЧЕСКОЕ ПЕРЕКЛЮЧЕНИЕ В ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛАХ НА ОСНОВЕ ПОРИСТОГО КРЕМНИЯ
Афонина С.М., Заботнов С.В. .....158

МЕТАЛЛОПОЛИМЕРНЫЙ НАНОКОМПОЗИТ ПОЛИ-ПАРА-КСИЛИЛЕН-AG ДЛЯ МИКРО- И ОПТОЭЛЕКТРОНИКИ
Богинская И.А., Гусев А.В., Рыжиков И.А. ..... 161

ГИГАНТСКАЯ ФОТОЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ ГРАНУЛЯРНЫХ НАНОКОМПОЗИТОВ НА ОСНОВЕ ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ CdS-CdSe.
Рыжиков И.А., Мешков А.С., Погосов В.В., Богинская И.А., Евгеньев С.Б.*, Острецов Е.Ф.**, Трофимов Ю.В.** ..... 163

ЛИНЕЙНОЕ ДВУЛУЧЕПРЕЛОМЛЕНИЕ И ЛИНЕЙНЫЙ ДИХРОИЗМ В ПЛАНАРНЫХ ПЛАЗМОН-ПОЛЯРИТОННЫХ МЕТАМАТЕРИАЛАХ
Добындэ М. И., Щербаков М. Р., Вабищевич П. П., Ванг Ч.-М.*, Фу Ю.-Х.*, Тсай Д.-П.*, Сигов А. С.**, Федянин А. А. ..... 164

НЕФРЕНЕЛЕВСИЕ ЗАКОНЫ ПРЕЛОМЛЕНИЯ В КОМПОЗИТНЫХ МАТЕРИАЛАХ
Енкин Н.А., Мерзликин А.М. ..... 165

ФОРМИРОВАНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИОННО ВЫРОЖДЕННЫХ ЗАПРЕЩЕННЫХ ЗОН
Мерзликин А.М., Виноградов А.П. ..... 167

ОПТИЧЕСКАЯ ХИРАЛЬНОСТЬ В ПЛАНАРНЫХ ПЛАЗМОН-ПОЛЯРИТОННЫХ МЕТАМАТЕРИАЛАХ
Щербаков М.Р., Вабищевич П.П., Добындэ М.И., Сигов А.С.*, Федянин А.А. ..... 168

ФЕМТОСЕКУНДНАЯ КРОСС-КОРРЕЛЯЦИОННАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ФАНО-РЕЗОНАНСОВ В ПЛАЗМОН-ПОЛЯРИТОННЫХ ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛАХ
Вабищевич П. П., Бессонов В. О., Сычев Ф. Ю., Долгова Т. В., Щербаков М.Р., Мишина Е. Д.*, Федянин А. А. ..... 169

**СТЕНДОВЫЕ ДОКЛАДЫ ..... 171**

**СЕКЦИЯ 1. НЕЛИНЕЙНАЯ И КОГЕРЕНТНАЯ ОПТИКА ... 171**

ЗАКОНОМЕРНОСТИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПЛОСКИХ ВСТРЕЧНЫХ СВЕТОВЫХ ВОЛН ИЗ МАЛОГО ЧИСЛА КОЛЕБАНИЙ
Е.М. Буяновская, С.А. Козлов ..... 171

ЭВОЛЮЦИЯ ДЛИТЕЛЬНОСТИ ГАУССОВОГО НА ВХОДЕ В СРЕДУ ИМПУЛЬСА ИЗ МАЛОГО ЧИСЛА КОЛЕБАНИЙ В ПРОЗРАЧНОЙ ОПТИЧЕСКОЙ СРЕДЕ
Капойко Ю.А. ..... 174

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПАРАКСИАЛЬНЫХ СВЕТОВЫХ ВОЛН ИЗ МАЛОГО ЧИСЛА КОЛЕБАНИЙ ПРИ ИХ ВСТРЕЧНОМ РАСПРОСТРАНЕНИИ В НЕЛИНЕЙНОЙ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ СРЕДЕ
Корешков К. С. ..... 176

ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ СУПЕРПОЗИЦИОННЫХ СУПЕРКОНТИННУМОВ С ЛИНЕЙНОЙ ФАЗОВОЙ МОДУЛЯЦИЕЙ РАЗНОГО СПЕКТРАЛЬНОГО СОСТАВА
Цыпкин А.Н., Дроздов А.А. ..... 178

ФАЗОВАЯ МОДУЛЯЦИЯ ФЕМТОСЕКУНДНЫХ СВЕТОВЫХ ИМПУЛЬСОВ РАЗНОГО СПЕКТРАЛЬНОГО СОСТАВА СО СПЕКТРАМИ, СВЕРХУШИРЕННЫМИ В ДИЭЛЕКТРИКАХ С НОРМАЛЬНОЙ ГРУППОВОЙ ДИСПЕРСИЕЙ
Дроздов А.А., Цыпкин А.Н. ..... 181

ОСОБЕННОСТИ ДИНАМИКИ СПЕКТРОВ ПРЕДЕЛЬНО КОРОТКИХ ИМПУЛЬСОВ В ОДНООСНЫХ КРИСТАЛЛАХ
Бугай А.Н., Халяпин В.А.* ..... 184

ГЕНЕРАЦИЯ ТРЕТЬЕЙ ГАРМОНИКИ ПРИ ОТРАЖЕНИИ ФЕМТОСЕКУНДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ОТ НЕЛИНЕЙНОГО КРИСТАЛЛА
Мохнатова О.А., Путилин С.Э. ..... 186

ИССЛЕДОВАНИЕ НЕПАРАКСИАЛЬНОЙ ДИНАМИКИ ПРОСТРАНСТВЕННОГО СПЕКТРА МОНОХРОМАТИЧЕСКОЙ ДВУМЕРНОЙ ТЕ-ВОЛНЫ В СРЕДЕ С КУБИЧНОЙ ПО ПОЛЮ НЕЛИНЕЙНОСТЬЮ
Сысова Е.В. ..... 188

ИССЛЕДОВАНИЕ КРИСТАЛЛА CDS МЕТОДАМИ ЧЕТЫРЕХВОЛНОВОГО СМЕШЕНИЯ
Леонтьев А.В., Иванин К.В., Лобков В.С., Салихов К.М., Самарцев В.В., Сафиуллин Г.М. ..... 191

КОРРЕЛЯЦИЯ НЕОДНОРОДНОГО УШИРЕНИЯ И ЭФФЕКТ ЗАПИРАНИЯ ИНФОРМАЦИИ В ТРЕХУРОВНЕВЫХ СИСТЕМАХ
Низамова Э.И., Нефедьев Л.А. ..... 193

ГРАДИЕНТНОЕ (ШТАРКОВСКОЕ) ЭХО
Гарнаева Г.И., Нефедьев Л.А. ..... 196

ИССЛЕДОВАНИЕ ПОГЛОЩЕНИЯ НА НЕРАВНОВЕСТНЫХ ЭЛЕКТРОНАХ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ФЕМТОСЕКУНДНЫХ ИМПУЛЬСОВ НА ШИРОКОЗОННЫЕ ПОЛУПРОВОДНИКИ
Дюкин Р.В., Марциновский Г.А., Шандыбина Г.Д., Яковлев Е.Б. ..... 199

НЕЛИНЕЙНЫЙ КОЛЬЦЕВОЙ ИНТЕРФЕРОМЕТР КАК ПРОТОТИП «АВТОМОДУЛЯЦИОННЫХ» ГЕНЕРАТОРОВ ВОЛН И КОЛЕБАНИЙ
Измайлов И.В. ..... 201

НЕЛИНЕЙНЫЙ КОЛЬЦЕВОЙ ИНТЕРФЕРОМЕТР В СВЕТЕ ОБЩЕЙ РЕОЛОГИИ
Измайлов И.В. ..... 203

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ПОЛЯРИЗАЦИИ ИК ИЗЛУЧЕНИЯ НА НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКОЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЕ В КРИСТАЛЛЕ НИОБАТА ЛИТИЯ
Гаранькова И. А., Литвинова М. Н. ..... 206

ПРОСТРАНСТВЕННО-УГЛОВАЯ СТРУКТУРА ВТОРОЙ ГАРМОНИКИ В КРИСТАЛЛЕ КТР ПРИ НАКАЧКЕ ИЗЛУЧЕНИЕМ ИСКАЖЁННЫМ СФЕРИЧЕСКОЙ АБЕРРАЦИЕЙ
Янчук О.В., Илларионов А.И. ..... 209

ДИФРАКЦИЯ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ НА ЭЛЕКТРИЧЕСКИ-УПРАВЛЯЕМОЙ НЕОДНОРОДНОЙ ГОЛОГРАФИЧЕСКОЙ ФПМ-ЖК ОТРАЖАТЕЛЬНОЙ РЕШЁТКЕ
Ноздреватых Б.Ф., Шарангович С.Н. ..... 210

СПЕКТРАЛЬНАЯ МЕТОДИКА РАСЧЕТА И КОРРЕКЦИИ ИЗОБРАЖЕНИЙ БИНАРНЫХ МАСОК В ФОТОЛИТОГРАФИИ
Поройкова А.А., Рыжикова Ю.В. ..... 213

ELECTRO-OPTICAL CHARACTERISTICS OF THE LIQUID CRYSTAL LENS WITH POLYMER NETWORK
Bielykh S.P., Subota S.L, and ReshetnyakV.Yu., ..... 216

HIGH HARMONIC GENERATION IN CLUSTERS IRRADIATED BY A LASER FIELD OF MODERATE INTENSITY
Korneev Ph.A. ..... 219

ТЕРАГЕРЦОВЫЙ ФОТОМЕТР ДЛЯ МЕДИКО–БИОЛОГИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ
Грачев Я.В., Смолянская О.А. ..... 222

СПЕКТРАЛЬНЫЕ ОСОБЕННОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ ФЕМТОСЕКУНДНОГО ФИЛАМЕНТА, ФОРМИРУЕМОГО В СЖАТОМ ВОДОРОДЕ
Макаров Е.А., Путилин С.Э., Беспалов В.Г. ..... 225

КОМПАКТНЫЙ ТЕРАГЕРЦОВЫЙ СПЕКТРОГРАФ
Городецкий А.А.[1], Беспалов В.Г.[1], Крылов В.Н.[1], Макаров Е.А.[1], Новоселов Е.В.[1], Грабчиков А.С.[2] ..... 227

ПРИМЕНЕНИЕ ПОДХОДА НА ОСНОВЕ КОМПЛЕКСНОЙ ОГИБАЮЩЕЙ ДЛЯ МОДЕЛИРОВАНИЯ САМОФОКУСИРОВКИ ИМПУЛЬСОВ ИЗ МАЛОГО ЧИСЛА КОЛЕБАНИЙ СВЕТОВОГО ПОЛЯ В ПРОЗРАЧНЫХ СРЕДАХ
Лашкин Д.В., Бахтин М.А., Берковский А.Н., Шполянский Ю.А. ..... 229

ИССЛЕДОВАНИЕ ФАЗОВЫХ МИКРООБЪЕКТОВ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫМИ МЕТОДАМИ
Федоров И.Ю., Бабенко В.А., Малый А.Ф. ..... 232

НЕЛИНЕЙНОЕ ОТРАЖЕНИЕ ДВУХ ПАДАЮЩИХ ПОД РАЗНЫМИ МАЛЫМИ УГЛАМИ ПАРАКСИАЛЬНЫХ СВЕТОВЫХ ВОЛН ИЗ МАЛОГО ЧИСЛА КОЛЕБАНИЙ
ТУРКОВ В. К. ..... 234

О КОМПЛЕКСНОЙ ОГИБАЮЩЕЙ ФЕМТОСЕКУНДНОГО ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА СО СВЕРХШИРОКИМ СПЕКТРОМ И СЛОЖНЫМ ВРЕМЕННЫМ ПРОФИЛЕМ
Шполянский Ю.А., Козлов С.А. ..... 236

ТГЦ РЕЗОНАНСНОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ СТЕРОИДНЫХ ГОРМОНОВ
Федулова Е.В.*, Манькова А.А.*, Черкасова О.П.**, Назаров М.М.* ..... 237

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ СПЕКТР ФОТОЭЛЕКТРОНОВ, ВОЗНИКАЮЩИЙ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ОДИНОЧНОГО АТОМА С ФЕМТОСЕКУНДНЫМИ ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ
Андреев А.В.*, Стремоухов С.Ю.*, Шутова О.А.** ..... 239

**СЕКЦИЯ 2. ФИЗИЧЕСКАЯ ОПТИКА И СПЕКТРОСКОПИЯ ..... 242**

ОБЪЕДИНЕННЫЙ МЕТОД КОНЕЧНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ И ГРАНИЧНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ В ЗАДАЧЕ АНАЛИЗА ДИФРАКЦИИ СВЕТА НА ЭЛЕМЕНТАХ ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ МИКРООПТИКИ
Нестеренко Д.В., Котляр* В.В. ..... 242

ВЛИЯНИЕ ПОЛОЖЕНИЯ ОПТИЧЕСКИХ ОСЕЙ НА ЭФФЕКТИВНУЮ ТОЛЩИНУ ДВУХ ПЛАСТИНОК
Куликова Г. В., Андреев П. С., Пикуль О. Ю., Лебедев В. А. ..... 244

УПРАВЛЕНИЕ СПЕКТРОМ ПРОПУСКАНИЯ ДВУХ КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛАСТИНОК
Андреев П.С., Пикуль О.Ю., Куликова Г.В., Лебедев В.А., Савин Е.З. ..... 246

ПРОХОЖДЕНИЕ МОНОХРОМАТИЧЕСКОЙ ВОЛНЫ ЧЕРЕЗ СЛОИСТУЮ СРЕДУ С ТОЧКИ ЗРЕНИЯ МОЛЕКУЛЯРНОЙ ОПТИКИ
Авербух И.Б., Авербух Б.Б. ..... 248

ВЫСОКОЭФФЕКТИВНЫЙ КОД ДЛЯ ТРЕХМЕРНОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ ЭВОЛЮЦИИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ В АКТУАЛЬНЫХ ЗАДАЧАХ ЭЛЕКТРОДИНАМИКИ
Закиров А.В., Левченко В.Д.* ..... 251

РАСЧЕТ МОДУЛЕЙ ПОДСВЕТКИ НА ОСНОВЕ ГРАДИЕНТНОЙ ОПТИМИЗАЦИИ ПРЕЛОМЛЯЮЩЕЙ ПОВЕРХНОСТИ
Досколович Л.Л., Моисеев М.А. ..... 253

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ДВУХ КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛАСТИНОК
Андреев П.С., Куликова Г.В., Пикуль О.Ю., Строганов В.И. ..... 255

ИЗУЧЕНИЕ ОБЪЕМНОЙ АНИЗОТРОПИИ ОДНОРОДНЫХ АНИЗОТРОПНЫХ ПОГЛОЩАЮЩИХ ПЛЕНОК
Муравский А.А., Пташинский В.В., Могильный В.В., Толстик А.Л. ..... 257

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ДИНАМИКИ КОНТУРОВ УГЛОВОЙ СЕЛЕКТИВНОСТИ ГОЛОГРАММ В ПРОЦЕССЕ ЗАПИСИ
Лесничий В.В. ..... 260

ВЛИЯНИЕ ЦИРКУЛЯРНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ НА КОНОСКОПИЧЕСКУЮ КАРТИНУ ОПТИЧЕСКОГО КРИСТАЛЛА
Пикуль О.Ю., Строганов В.И. ..... 261

РОЛЬ ВЕКТОРНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ СВЕТОВЫХ ВОЛН В КРИСТАЛЛАХ ПРИ ПРЕОБРАЗОВАНИИ ИЗОБРАЖЕНИЯ ..... 263
Киреева Н.М., Кузнецов Д.А., Лебедев В.А., Строганов В.И.

ОПИСАНИЕ ШТАРКОВСКОЙ СТРУКТУРЫ КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ $Cs_2NaYCl_6:Tm^{3+}$ С УЧЕТОМ ВЛИЯНИЯ КОНФИГУРАЦИОННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ
Фомичева Л.А., Ларионова Н.Н., Корниенко А.А., Дунина Е.Б. ..... 264

ФЛУОРЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА N,N-ДИ(2-КАРБОКСИЭТИЛ)-3,4-КСИЛИДИНА В ПРИСУТСТВИИ ИОНОВ КАДМИЯ (II)
Печищева Н.В.*, Дедюхина Е.В.*, Белозерова А.А.**, Неудачина Л.К.**, Осинцева Е.В.**, Шуняев К.Ю.* ..... 266

ОПРЕДЕЛЕНИЕ 5 –ГИДРОКСИ-6-МЕТИЛ-3,4-ПИРИДИНДИМЕТАНОЛА ПО ФЕРРИЦИАНИДУ КАЛИЯ
Никонович О.Л., Илларионов А.И., Илларионова Е.А.*, Пантелеева Н.М.* ..... 267

ЗАВИСИМОСТИ ТЕРМОХРОМНОГО СДВИГА ПОЛОСЫ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ПРОЗВОДНЫХ 1,3,4-ОКСАДИАЗОЛА В БИНАРНЫХ РАСТВОРИТЕЛЯХ
Т. А. Буренкова ..... 268

УРАВНЕНИЕ ШТЕРНА – ФОЛЬМЕРА В ОПРЕДЕЛЕНИИ КОНСТАНТ СВЯЗЫВАНИЯ ФЛУОРЕСЦЕНТНЫХ МАРКЕРОВ СЕМЕЙСТВА ФЛУОРЕСЦЕИНА С СЫВОРОТОЧНЫМ АЛЬБУМИНОМ ЧЕЛОВЕКА
Полянский Д.В., Власова И.М. ..... 270

ИССЛЕДОВАНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИИ ТРИПТОФАНОВОЙ ФЛУОРЕСЦЕНЦИИ СЫВОРОТОЧНОГО АЛЬБУМИНА ЧЕЛОВЕКА ПРИ ДСН-ИНДУЦИРОВАННОЙ ДЕНАТУРАЦИИ
Журавлёва В.В., Власова И.М. ..... 272

КВАНТОВО-ХИМИЧЕСКИЕ РАСЧЁТЫ СТРУКТУРНЫХ, СПЕКТРАЛЬНЫХ И ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК СЛАБОСВЯЗАННОГО МОЛЕКУЛЯРНОГО КОМПЛЕКСА ТОЛАН–ВОДА
Трубина О.В. ..... 274

ОСОБЕННОСТИ САМОФОКУСИРОВКИ СВЕТОВЫХ ВОЛН ИЗ МАЛОГО ЧИСЛА КОЛЕБАНИЙ С ПОПЕРЕЧНЫМИ РАЗМЕРАМИ МНОГО БОЛЬШЕ ПРОДОЛЬНЫХ
Езерская А.А., Иванов Д.В. ..... 276

ИССЛЕДОВАНИЯ ДВУХДЛИННОВОЛНОВОЙ ЦИФРОВОЙ СПЕКЛ ФОТОГРАФИИ ДЛЯ АНАЛИЗА ФАЗОВЫХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ В ГИДРОСФЕРЕ
Петров Н.В., Беспалов В.Г., Жевлаков* А.П., Солдатов* Ю.И. ..... 279

КОФЛУОРЕСЦЕНЦИЯ КРАСИТЕЛЕЙ В НАНОСТРУКТУРАХ ИЗ КОМПЛЕКСОВ ИОНОВ МЕТАЛЛОВ С ДИКЕТОНАМИ.
Гуляев А.В., Мамончиков Е.В. ..... 282

ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИКИ НАГРЕВА И ТВЕРДОФАЗНОЙ РЕКРИСТАЛЛИЗАЦИИ ИМПЛАНТИРОВАННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ МЕТОДОМ ОПТИЧЕСКОЙ ДИФРАКЦИИ ПРИ ОБЛУЧЕНИИ СВЕТОВЫМИ ИМПУЛЬСАМИ
Галяутдинов М.Ф., Фаррахов Б.Ф., Фаттахов Я.В., Захаров М.В. ..... 283

ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРНОГО ОТЖИГА НА СПЕКТРАЛЬНЫЕ ЗАВИСИМОСТИ ОПТИЧЕСКОГО ПОГЛОЩЕНИЯ В КРИСТАЛЛЕ СИЛИКАТА ВИСМУТА
Акрестина А.С., Гриднева Е.С., Сивун Д.О, Кистенева М.Г., Шандаров С.М., Каргин Ю.Ф.* ..... 285

## СЕКЦИЯ 3. ОПТИЧЕСКОЕ ПРИБОРОСТРОЕНИЕ .....288

О ПОНЯТИИ ИНФОРМАЦИОННОГО ПРОСТРАНСТВА В ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННЫХ СТРУКТУРАХ С ОПТИЧЕСКОЙ РАВНОСИГНАЛЬНОЙ ЗОНОЙ
Богатинский Е.М. .....288

РАСЧЕТ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ В ОПТИЧЕСКОЙ РАВНОСИГНАЛЬНОЙ ЗОНЕ ПРИ МУЛЬТИПЛЕКСИРОВАНИИ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПО ДЛИНЕ ВОЛНЫ
Богатинский Е.М., Мараев А.А. .....291

ОЦЕНКА ВЛИЯНИЯ ВЕРТИКАЛЬНОГО ГРАДИЕНТА ТЕМПЕРАТУРЫ НА ПОГРЕШНОСТЬ ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННЫХ СИСТЕМ С ПОЛИХРОМАТИЧЕСКОЙ ОПТИЧЕСКОЙ РАНОСИГНАЛЬНОЙ ЗОНОЙ
Доронин А.В., Коняхин И.А. .....293

МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ ИНФОРМАТИВНОСТИ ЗОН ДЛЯ ПОВЫШЕНИЯ ТОЧНОСТИ ВЫЧИСЛЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ДВИЖЕНИЯ ВИДЕОКАМЕРЫ
Поляков А.Ю. .....297

МАЛОГАБАРИТНЫЙ ЛАЗЕРНЫЙ ИНТЕРФЕРОМЕТР
Михаленок Е.В., Пашевич Ю.А. .....298

ЦВЕТНОЙ ЭОП С ЭЛЕКТРОННО-ВОЗБУЖДАЕМОЙ ПЗС-МАТРИЦЕЙ
Яроцкая Е.А., Демидов В.М.* .....299

СТЕНД ДЛЯ КОНТРОЛЯ ПОЛОЖЕНИЯ ФОТОПРИЕМНИКА ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННОЙ СИСТЕМЫ
Дятлов О.А., Гудков А.А. .....301

АБЕРРАЦИОННЫЕ СВОЙСТВА АНАМОРФОТНЫХ ОБЪЕКТИВОВ ЦИФРОВЫХ КИНОКАМЕР
Пруненко Ю.К., Андреев Л.Н. .....302

РАЗРАБОТКА ПРОГРАММНОГО ПРОДУКТА ДЛЯ РАСЧЕТА ХОДА ПАРАКСИАЛЬНЫХ ЛУЧЕЙ ЧЕРЕЗ ЦЕНТРИРОВАННУЮ ОПТИЧЕСКУЮ СИСТЕМУ
Федоренко Д.А., Ежова К.В. .....303

ГРАДУИРОВКА КАТОДОЛЮМИНЕСЦЕНТНОЙ СИСТЕМЫ ПО СПЕКТРАМ КАТОДОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ $YAG:Nd^{3+}$.
Гуляева К.Н., Трофимов А.Н. .....303

ИССЛЕДОВАНИЕ И РАЗРАБОТКА УНИВЕРСАЛЬНОГО ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННОГО УСТРОЙСТВА КОНТРОЛЯ ОСНОВНЫХ ПАРАМЕТРОВ И КАЧЕСТВА ПЕЧАТНЫХ ФОРМ
Герсанова С.Е., Смирнов В.Д. .....306

РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ВОЗМОЖНОСТЕЙ УВЕЛИЧЕНИЯ СЕЛЕКТИВНОСТИ РЕГИСТРАЦИИ В РЕНТГЕНОЛЮМИНЕСЦЕНТНЫХ СЕПАРАТОРАХ АЛМАЗОСОДЕРЖАЩЕГО СЫРЬЯ
Чертов А.Н. .....308

ИССЛЕДОВАНИЕ И ОПТИМИЗАЦИЯ АМПЛИТУДНОГО ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКОГО ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ ОТРАЖАТЕЛЬНОГО ТИПА
Вознесенская А.О., Мешковский И.К., Миронов С.А. ..... 309

МНОГОЭЛЕМЕНТНЫЕ МНОГОСПЕКТРАЛЬНЫЕ ПРИЕМНИКИ НА $PB_{1-X}CD_XSE$ ДЛЯ ДИАПАЗОНА 1,5-5,0 МКМ
Тропина Н.Э., Тропин А.Н. ..... 310

О ВОЗМОЖНОСТЯХ СОВЕРШЕНСТВОВАНИЯ ПАНОРАМНЫХ СЕКТОРНЫХ ОБЪЕКТИВОВ
Соломатин В.А., Шатова Е.А. ..... 313

МЕТОДЫ ХРАНЕНИЯ НАПРАВЛЕНИЯ В ПЛОСКОЙ СИСТЕМЕ КООРДИНАТ
Елкин Е. А., Майоров А. А. ..... 314

**СЕКЦИЯ 4. ФИЗИКА ЛАЗЕРОВ И ЛАЗЕРНЫЕ ТЕХНОЛОГИИ ..... 315**

МОДИФИКАЦИЯ СТЕКЛОКЕРАМИКИ «ФОТУРАН» ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ ФЕМТОСЕКУНДНОЙ ДЛИТЕЛЬНОСТИ
Э.И. Агеев, Иванова Н. В. ..... 315

ТЕРМОИНДУЦИРОВАННЫЙ ДРЕЙФ ЧАСТИЦ В ЖИДКОСТИ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ
Дривольский А.С., Кузин А.А., Мядзюта Г.А., Овсепян А.С. ..... 316

ТЕРМОИНДУЦИРОВАННЫЕ МЕХАНИЗМЫ ОБРАЗОВАНИЯ РЕЛЬЕФА В ТОНКОМ СЛОЕ ЖИДКОСТИ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ
Дривольский А.С., Иванов В.И., Климентьев С.В., Кузин А.А., Окишев К.Н., Рекунова Н.Н. ..... 317

НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ НЕЛИНЕЙНОЙ ДИНАМИКИ ТВЕРДОТЕЛЬНОГО КОЛЬЦЕВОГО ЛАЗЕРА, РАБОТАЮЩЕГО В АВТОМОДУЛЯЦИОННОМ РЕЖИМЕ ПЕРВОГО РОДА
Аулова Т.В., Чекина С.Н.* ..... 319

ИССЛЕДОВАНИЕ ВНУТРИРЕЗОНАТОРНЫХ ПОТЕРЬ ОКГ НА ОСНОВЕ КРИСТАЛЛА $LiCaAlF_6:Ce^{3+}$
Ахтямов О.Р., Низамутдинов А.С., Семашко В.В., Наумов А.К., Кораблева С.Л. ... 321

МОДЕЛИРОВАНИЕ АСТИГМАТИЧЕСКИХ КОНВЕРТЕРОВ ЛАЗЕРНЫХ МОД
Зотеева О.В., Хонина С.Н. ..... 323

КОГЕРЕНТНОЕ АНТИСТОКСОВО РАССЕЯНИЕ СВЕТА ОПТИЧЕСКИХ ФОНОНОВ В ИСКУССТВЕННОЙ АЛМАЗНОЙ ПЛЕНКЕ
Ланин А.А. , Савин А.Д., Федотов А.Б. и А.М. Желтиков ..... 325

УСТРОЙСТВО ДЛЯ КОМБИНИРОВАНИЯ ЛАЗЕРНЫХ ЛУЧЕЙ НА ОСНОВЕ АНИЗОТРОПНОГО КРИСТАЛЛА
Кузнецов В. А., Строганов В. И., Фалеев Д. С. ..... 326

**СЕКЦИЯ 5. ОПТИЧЕСКАЯ ИНФОРМАТИКА .....329**

АССОЦИАТИВНАЯ ПАМЯТЬ НА ОСНОВАНИИ СТИМУЛИРОВАННОГО ФОТОННОГО ЭХО С ВРЕМЕННЫМ КОДИРОВАНИЕМ ДАННЫХ В РЕЖИМЕ ХОПФИЛДА-ЛИТТЛА
Воробьёва В.Е.*, Калачев А.А.*,**, Самарцев В.В.*,** .....329

ЭФФЕКТИВНОСТЬ ЗАПИСИ КВАНТОВОЙ ИНФОРМАЦИИ В ОПТИЧЕСКОЙ ЭХО-ГОЛОГРАФИИ
Нефедьев Л.А., Русанова И.А. .....331

РЕЗУЛЬТАТЫ СОГЛАСОВАНИЯ КОГЕРЕНТНОГО ИСТОЧНИКА ИЗЛУЧЕНИЯ И МНОГОМОДОВЫХ ОПТИЧЕСКИХ СВЕТОВОДОВ
Яблочкин К.А. .....334

МОДЕЛИРОВАНИЕ ВВОДА ИЗЛУЧЕНИЯ В ПЛАНАРНЫЙ ВОЛНОВОД С ПОМОЩЬЮ РЕШЕТКИ И ФОТОННО-КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ ЛИНЗЫ
Ковалев А.А., Налимов А.Г., Котляр В.В. .....336

ПРИМЕНЕНИЕ ИТЕРАТИВНЫХ МЕТОДОВ ВОССТАНОВЛЕНИЯ ИЗОБРАЖЕНИЙ В ОПТИКО-ЦИФРОВЫХ КОРРЕЛЯТОРАХ
Конник М.В., Сережкин Л.Б. .....339

**СЕКЦИЯ 6. ОПТИЧЕСКИЕ МАТЕРИАЛЫ И ТЕХНОЛОГИИ.....341**

ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРАЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК АЛМАЗНЫХ ФОТОПРИЕМНИКОВ НА ОСВНОВЕ СИНТЕТИЧЕСКОГО И ПРИРОДНОГО СЫРЬЯ.
Ермакова* А.В., Русецкий М.С. *, Казючиц Н.М. *, Шуленков А.С. ** .....341

ИССЛЕДОВАНИЕ ФОТОПРОВОДИМОСТИ ФТОРИДНЫХ КРИСТАЛЛОВ $LiY_{1-X}Lu_XF_4$, АКТИВИРОВАННЫХ ИОНАМИ $Ce^{3+}$
Нуртдинова Л.А., Семашко В.В., Гвийо Я.*, Низамутдинов А.С., Кораблева С.Л., Наумов А.К., Жубер М.-Ф.* .....342

АНАЛИЗ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ПОЛЯРИЗАЦИИ В ОПТИЧЕСКОМ ВОЛОКНЕ
Прокопович М.Р., Войтенок М.А., Смеликова И.Н. .....344

МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СТРУКТУР С НАМАГНИЧЕННЫМ СЛОЕМ
Быков Д. А., Досколович Л. Л. .....346

ВЛИЯНИЕ КОНФИГУРАЦИИ ЭЛЕКТРОДОВ НА ИНДУЦИРОВАННОЕ ДВУЛУЧЕПРЕЛОМЛЕНИЕ ПРИ ЛИНЕЙНОМ ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКОМ ЭФФЕКТЕ
Лопатина П.С., Криштоп В.В. .....348

ПРЯМАЯ ЗАПИСЬ ФАЗОВЫХ ГОЛОГРАММ В ПОЛИМЕРНЫХ СЛОЯХ МНОГОМОДОВЫМ ЛАЗЕРОМ С ДЛИНОЙ ВОЛНЫ 532 НМ
Мармыш Д.Н., Толстик Е.А., Могильный В.В. .....350

ГОЛОГРАФИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ГАЛОГЕНСЕРЕБРЯНЫХ МАТЕРИАЛОВ ПРИ ЗАПИСИ В СИНЕЙ ОБЛАСТИ СПЕКТРА
Соколова Е.В., Калинина Н.М. ..... 353

ОБЕЗВОЖИВАНИЕ ЛАЗЕРНОГО ФОСФАТНОГО СТЕКЛА КИСЛОРОДОМ ПРИ РАЗЛИЧНЫХ ТЕМПЕРАТУРАХ
Гусев П. Е., Арбузов В. И. ..... 354

$Ag^+/Na^+$ ИОННЫЙ ОБМЕН НА ФОТО-ТЕРМО-РЕФРАКТИВНОМ СТЕКЛЕ
Сгибнев Е.М., Тихонцов С.В., Киселёв С.С. ..... 356

СОСТАВЫ СТЕКОЛ ДЛЯ СВЕТООТРАЖАЮЩЕЙ ОБОЛОЧКИ
Дяденко М.В. ..... 357

ИЗМЕНЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ОПТИЧЕСКОГО СИГНАЛА ПРИ ПРОХОЖДЕНИИ ПО ГАММА – ОБЛУЧЕННОМУ ВОЛОКНУ
Солдатова П.В., Попова А.В., Прокопович М.Р. ..... 360

ВЕРОЯТНОСТЬ БЕЗЫЗЛУЧАТЕЛЬНОГО ПЕРЕНОСА ВОЗБУЖДЕНИЯ С ИОНОВ ИТТЕРБИЯ НА ИОНЫ ЭРБИЯ В СВИНЦОВОФТОРОСИЛИКАТНОЙ НАНОСТЕКЛОКЕРАМИКЕ
Ассев В.А.*, Клементьева А.В.*, Колобкова Е.В.**, Корчагин Е.В.*, Москалева К.С.* ..... 362

ПРОЗРАЧНЫЕ НАНОСТЕКЛОКЕРАМИКИ, АКТИВИРОВАННЫЕ ИОНАМИ ГОЛЬМИЯ
Москалева К.С., Асеев В.А., Клементьева А.В., Колобкова Е.В.* ..... 365

МОДУЛЯЦИОННАЯ МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ СПЕКТРОВ ФОТОТОКА ОРГАНИЧЕСКИХ СОЛНЕЧНЫХ БАТАРЕЙ
Гаврик А.Ю., Бруевич В.В. ..... 367

ИССЛЕДОВАНИЕ РОСТА И ОПТИЧЕСКИХ НЕЛИНЕЙНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ОРГАНИЧЕСКИХ КРИСТАЛЛОВ DAST
Миноженко О.А., Кныш А.С. ..... 369

ВЛИЯНИЕ КОНЦЕНТРАЦИИ И ТЕМПЕРАТУРЫ НА ФОТОАНИЗОТРОПИЮ СЛОЕВ КОМПОЗИЦИИ ФЕНАНТРЕНХИНОН-ПОЛИМЕТИЛМЕТАКРИЛАТ
Трофимова А.В., Станкевич А.И., Могильный В.В. ..... 371

ФОРМИРОВАНИЕ ПОЛИМЕРНОГО МИКРОЭЛЕМЕНТА НА ТОРЦЕ ОПТИЧЕСКОГО ВОЛОКНА И АНАЛИЗ ОПТИЧЕСКИХ ПОТЕРЬ ИЗЛУЧЕНИЯ НА ДАННОМ ЭЛЕМЕНТЕ
Собещук Н.О., Фокина М.И. ..... 373

РАСЧЕТ ГЕОМЕТРИИ КАНАЛЬНОГО ВОЛНОВОДА МЕТОДОМ ЭФФЕКТИВНОГО ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ, РЕАЛИЗАЦИЯ МЕТОДА НАНОИМПРИНТА «SOFT LITHOGRAPHY» НА ПРИМЕРЕ ДАННОГО ВОЛНОВОДА.
Яковлева Т.В., Арефьева Н.Н. ..... 375

СТАЦИОНАРНОЕ ТУШЕНИЕ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ СОПРЯЖЕННОГО ПОЛИМЕРА ЧЕРЕЗ РЕЗОНАНСНЫЙ ПЕРЕНОС ЭНЕРГИИ НА ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ АКЦЕПТОР
Баринов А.Д., Запуниди С.А. ..... 376

**СЕКЦИЯ 7. ОПТИКА И ОБРАЗОВАНИЕ .....377**

ТЕНЗОР ГРУППОВОЙ СКОРОСТИ В ЗАКОНАХ СОХРАНЕНИЯ НЕЛИНЕЙНОЙ ТЕОРИИ ВОЛН
Кочетков С.М. .....377

ПРИМЕНЕНИЕ ДИФРАКЦИОННОЙ РЕШЕТКИ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ АБЕРРАЦИЙ ОПТИЧЕСКОГО ЭЛЕМЕНТА
Батомункуев Ю.Ц., Тюшев Н.А., Ханыкова Е.А. .....379

КОМПЬЮТЕРИЗАЦИЯ ЛАБОРАТОРНЫХ УСТАНОВОК ПО ИЗУЧЕНИЮ ПОЛЯРИЗАЦИИ СВЕТА
Матвеев О.П. .....380

**СЕМИНАР «ОПТИЧЕСКИЕ МЕТАМАТЕРИАЛЫ, ФОТОННЫЕ КРИСТАЛЛЫ И НАНОСТРУКТУРЫ».....383**

ДИФРАКЦИЯ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ НА НЕОДНОРОДНЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИ УПРАВЛЯЕМЫХ ОДНОМЕРНЫХ ФОТОННЫХ ФПМ-ЖК СТРУКТУРАХ
Устюжанин С. В., Шарангович С. Н. .....383

АКУСТООПТИЧЕСКАЯ ДИФРАКЦИЯ БРЭГГА В ДВУМЕРНЫХ ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛАХ
Пятакова З.А. .....386

ОБНАРУЖЕНИЕ ПОВЕРХНОСТНОГО ПЛАЗМОННОГО РЕЗОНАНСА В СПЕКТРАХ ОПТИЧЕСКОГО ПОГЛОЩЕНИЯ ВОДНЫХ СУСПЕНЗИЙ НАНОГРАФИТА
Волгаев А.С.*, Осипов В.Ю.*, Enoki T.**, Takai K.**, Kaburagi Y.$^{+}$, Endo M.$^{++}$, Hayashi T.$^{++}$, Вуль А.Я.* .....388

ДИАГНОСТИКА ФУНКЦИОНАЛЬНЫХ ГРУПП НА ПОВЕРХНОСТИ ХИМИЧЕСКИ МОДИФИЦИРОВАННОГО НАНОАЛМАЗА МЕТОДОМ ИК-СПЕКТРОСКОПИИ
Волгаев А.С., Осипов В.Ю., Shames A.I.*, Алексенский А.Е., Вуль А.Я. .....391

ЗАВИСИМОСТЬ КОЭФФИЦИЕНТА ПРОПУСКАНИЯ ОДНОМЕРНОГО РЕЗОНАНСНОГО ФОТОННОГО КРИСТАЛЛА ОТ УГЛА ПАДЕНИЯ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ
Авдеева А.Ю. $^{*}$, Тимофеев И.В. $^{**}$ .....394

PHOTONICIC CRYSTAL FIBERS SPLICING
Chernysheva M.A., Smelikova I.N. .....397

ОБРАЗОВАНИЕ УСТОЙЧИВЫХ АГРЕГАТОВ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ С АРОМАТИЧЕСКИМИ АЗА-СОЕДИНЕНИЯМИ
Адрианов В.Е., Орлова А.О., Маслов В.Г. .....399

ЗАКОНОМЕРНОСТИ ФОТОПОЛИМЕРИЗАЦИИ НАНОКОМПОЗИЦИОННЫХ МАТЕРИАЛОВ В МАЛОРАЗМЕРНЫХ СВЕТОВЫХ ОБЛАСТЯХ
Булгакова В.Г. .....400

ИМПУЛЬСНАЯ МНОГОПУЧКОВАЯ ЗАПИСЬ ФОТОННЫХ СТРУКТУР ОБЪЕМОЦЕНТРИРОВАННОЙ СИММЕТРИИ В ФОТОПОЛИМЕРНЫХ КОМПОЗИТАХ
Миргород В.Г., Шарангович С.Н. ..... 402

ВЛИЯНИЕ НАНОЧАСТИЦ АЭРОСИЛА НА СТРУКТУРИРОВАНИЕ УФ-ОТВЕРЖДАЕМЫХ АКРИЛАТНЫХ МАТРИЦ
Семьина С. А., Громова Ю. А. ..... 405

ИЗУЧЕНИЕ СВОЙСТВ ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛОВ МЕТОДОМ МАТРИЦ РАСПРОСТРАНЕНИЯ
Токарева В.А., Гайнутдинов Р.Х., Хамадеев М.А. ..... 406

СИНТЕЗ И ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛОВ НА ОСНОВЕ МИКРОЧАСТИЦ ПОЛИСТИРОЛА И ДИОКСИДА КРЕМНИЯ
Ахмадеев А.А., Жарков Д.К., Салахов М.Х., Сарандаев Е.В., Сердюк С.О. ..... 407

ФОТОН-ФОНОННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ КАК ПРИМЕР НЕЛИНЕЙНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ВОЛН В СРЕДАХ С ОТРИЦАТЕЛЬНОЙ ДИСПЕРСИЕЙ
Агеенко Н.С.*, Слабко В.В**. ..... 410

ДИСПЕРСИОННЫЕ СООТНОШЕНИЯ И ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ АТОМОВ С СОБСТВЕННЫМ ПОЛЕМ ИЗЛУЧЕНИЯ
Гайнутдинов Р.Х., Зайцева Е.В., Хамадеев М.А. ..... 411

УПРАВЛЕНИЕ СПЕКТРОМ ОТРАЖЕНИЯ ДВУМЕРНОГО ФОТОННО-КРИСТАЛЛИЧЕСКОГО ЗЕРКАЛА В ТГЦ ДИАПАЗОНЕ
Тихомиров М.А., Беспалов В.Г. ..... 414

ОСОБЕННОСТИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК В СИСТЕМАХ CdSe И CdTe
Савельева А.В.*,**, Shane Gallagher*, Yurii Gun'ko*, Баранов А.В.** ..... 416

ДИФРАКЦИОННО-ОПТИЧЕСКИЙ МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ ПЕРИОДА НАНОРЕШЕТОК СФОРМИРОВАННЫХ НА САПФИРОВОЙ ПОДЛОЖКЕ
Рябов А.Н., Усенов И.Е., Евдокимов М.Г. ..... 419

ДИФРАКЦИЯ СВЕТА НА НАНОРАЗМЕРНЫХ КВАЗИПЕРИОДИЧЕСКИХ СТРУКТУРАХ
Рябов А.Н., Усенов И.Е., Евдокимов М.Г. ..... 421

**СОДЕРЖАНИЕ ..... 422**

Научное издание

**VI Международная конференция молодых ученых и специалистов**
**«Оптика–2009»**
Сборник трудов

Под редакцией проф. В.Г. Беспалова и проф. С.А. Козлова

Компьютерная верстка О.А. Мохнатова
Дизайн обложки О.А. Мохнатова
Редакционно-издательский отдел СПбГУ ИТМО
Зав. редакционно-издательским отделом Н.Ф. Гусарова
Лицензия ИД № 00408 от 05.11.99
Подписано к печати 29.09.2009
Заказ № 2145
Отпечатано: ЗАО «Издательство «Скиф»
191014 Санкт-Петербург, Митавский пер., 10
Тираж 300 экз.