МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

САНКТ-ПЕТЕРБУРГСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ ИНФОРМАЦИОННЫХ ТЕХНОЛОГИЙ, МЕХАНИКИ И ОПТИКИ

СБОРНИК ТРУДОВ VIII МЕЖДУНАРОДНОЙ КОНФЕРЕНЦИИ МОЛОДЫХ УЧЕНЫХ И СПЕЦИАЛИСТОВ **«ОПТИКА – 2013»**

СБОРНИК ТРУДОВ СЕМИНАРОВ «ТЕРАГЕРЦОВАЯ ОПТИКА И СПЕКТРОСКОПИЯ», «ОПТИЧЕСКИЕ МЕТАМАТЕРИАЛЫ, ФОТОННЫЕ КРИСТАЛЛЫ И НАНОСТРУКТУРЫ»

САНКТ-ПЕТЕРБУРГ
14-18 октября 2013

Санкт-Петербург
2013

ББК 22.34. Оптика
Т79
УДК 535

Т79 Сборник трудов Международной конференции и семинаров.
Т.1. «Оптика-2013» Т.2. «Терагерцовая оптика и спектроскопия», «Оптические метаматериалы, фотонные кристаллы и наноструктуры». Санкт-Петербург. 14-18 октября 2013 / Под ред. проф. В.Г. Беспалова, проф. С.А. Козлова.– СПб: НИУИТМО, 2013. – Т.1. 389 с., Т.2. 53 с.: с ил.

В сборник вошли труды конференции «Оптика-2013», семинаров «Терагерцовая оптика и спектроскопия» и «Оптические метаматериалы, фотонные кристаллы и наноструктуры», прошедших 14-18 октября 2013 года.

Издание сборника поддержано грантом Российского фонда фундаментальных исследований № 13-02-06844 мол_г

ISBN 978-5-7577-0442-5 ББК 22.34. Оптика

В 2009 году Университет стал победителем многоэтапного конкурса, в результате которого определены 12 ведущих университетов России, которым присвоена категория «Национальный исследовательский университет». Министерством образования и науки Российской Федерации была утверждена программа его развития на 2009–2018 годы. В 2011 году Университет получил наименование «Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики»

© Авторы, 2013
© Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, 2013

ОПТИКА-2013

ФИЗИЧЕСКАЯ ОПТИКА И СПЕКТРОСКОПИЯ

УСТНЫЕ ДОКЛАДЫ

ВЛИЯНИЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ВЫСОКОЙ ИНТЕНСИВНОСТИ НА СПЕКТРАЛЬНЫЕ СВОЙСТВА ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК

Кривенков В.А.*, Соловьева Д.О.*, Линьков П.А.*, Набиев И.Р.*, **, Чистяков А.А.*

*****Лаборатория нано-биоинженерии, Национальный Исследовательский Ядерный Университет МИФИ, Москва, Российская Федерация
******Исследовательская лаборатория в области нано-наук - EA4682, Университет г. Реймса Шампань-Арденн, Реймс, Франция

Возбуждение квантовых точек CdSe/ZnS «ядро-оболочка» высокоинтенсивным импульсным лазерным излучением приводит к снижению квантового выхода, изменению кинетики затухания люминесценции, а также к сдвигу спектров поглощения и люминесценции в синюю область. Предполагается, что эти изменения вызываются нарушением структурных свойств индивидуальных наночастиц: разрушением ZnS-оболочки и уменьшением размера их CdSe-ядер.

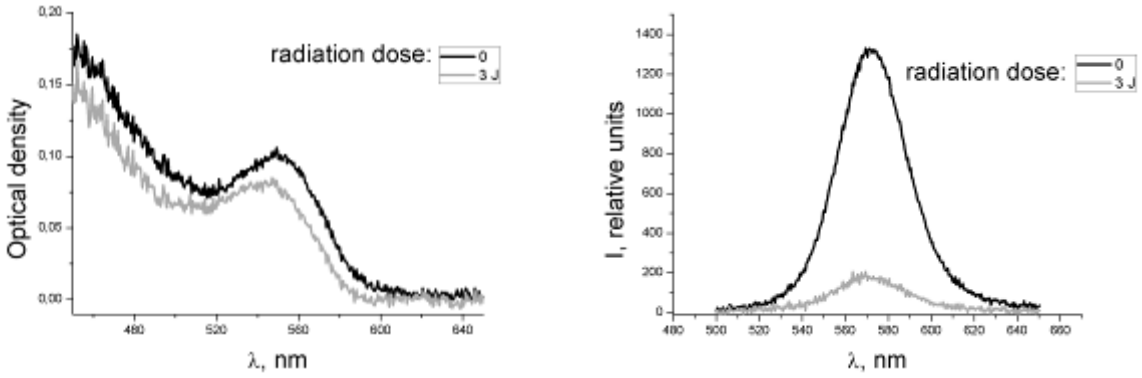
На сегодняшний день к изучению полупроводниковых квантовых точек (КТ) привлечено большое внимание. Уже сегодня эти наночастицы и композиты на их основе находят применение в создании новых поколений светодиодов[1], высокоэффективных люминесцентных меток[2], позволяют улучшить свойства существующих и предложить новые типы фотовольтаических ячеек[3], а так же представляют интерес в качестве активной среды для лазерной генерации[4]. Уникальные фотофизические и спектральные свойства КТ позволяют им конкурировать с традиционными органическими красителями, в отличие от которых, КТ обладают исключительной фотостабильностью[5].

В некоторых работах для исследования КТ используют сверхкороткие лазерные импульсы, например, при исследовании кинетики люминесценции[6] и двухфотонных процессов[7]. В этих исследованиях такие фотофизические свойства КТ как квантовый выход, кинетика затухания люминесценции, спектры поглощения и люминесценции считаются, как правило, неизменными, хотя возбуждающие импульсы пико- и даже фемтосекундной длительности часто имеют очень высокие пиковые интенсивности. При этом существуют работы показывающие, что спектры флуоресценции могут сильно изменяться при длительном воздействии интенсивного лазерного излучения[8]. Таким образом, вопрос определения границ фотостабильности КТ при различных режимах их возбуждения является весьма актуальным как с научной, так и с прикладной точек зрения, и ответ на него позволит выбирать режимы возбуждения таким образом, чтобы свойства КТ оставались неизменными.

В данной работе нами была исследована лучевая стойкость КТ при воздействии импульсного лазерного излучения с высокой пиковой интенсивностью и проведен анализ изменений квантового выхода, кинетики затухания люминесценции, спектров поглощения и люминесценции под действием этого излучения.

Показано, что воздействие импульсного наносекундного лазерного излучения УФ-диапазона с высокой пиковой интенсивностью на коллоидный раствор КТ CdSe/ZnS

(ядро/оболочка) в присутствии избытка поверхностно-активных веществ (ПАВ) изменяет спектры поглощения и люминесценции, квантовый выход и кинетику затухания люминесценции КТ. С увеличением дозы облучения наблюдалось снижение поглощения и интенсивности люминесценции, а также сдвиг спектров поглощения (Рис. 1а) и люминесценции (Рис. 1б) в синюю область.



а) б)

Рис. 1. Изменения спектров поглощения (а) и люминесценции (б) коллоидного раствора полупроводниковых квантовых точек CdSe/ZnS после облучения их импульсным лазерным излучением. 100 мкл раствора КТ в концентрации 10^{-6} моль/л возбуждали четвертой гармоникой лазера YAG: Nd^{3+} (λ=266 нм) с пиковой интенсивностью импульса 10^7 Вт/см^2 и с суммарной дозой облучения 3 Дж.

Такое изменение свидетельствует об изменении структуры самих квантовых квантовых точек, а не об агрегации наночастиц или их фотоочищении от ПАВ, как отмечалось ранее в работе[8]. Кроме этого, при увеличении дозы облучения наблюдалось снижение квантового выхода, изменение формы кинетики и характерного времени затухания люминесценции КТ (Рис. 2).

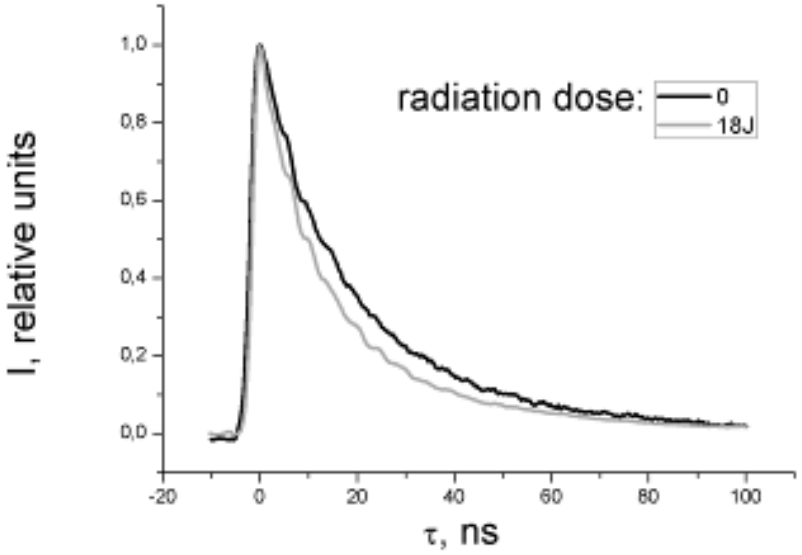


Рис. 2. Изменения кинетики затухания люминесценции коллоидного раствора полупроводниковых квантовых точек CdSe/ZnS после облучения их импульсным лазерным излучением. 100 мкл раствора КТ в концентрации 10^{-6} моль/л возбуждали четвертой гармоникой лазера YAG: Nd^{3+} (λ=266 нм) с пиковой интенсивностью импульса 10^7 Вт/см^2 и с суммарной дозой облучения 18 Дж.

Таким образом, приведенные результаты показывают, что воздействие лазерного излучения с высокой пиковой интенсивностью приводит к снижению квантового выхода,

изменению формы кинетики и характерного времени затухания люминесценции КТ, а также к сдвигу их спектров поглощения и люминесценции в синюю область. Показано, что обнаруженные изменения спектральных и фотофизических свойств связаны со структурными изменениями КТ, а не с агрегацией наночастиц или их "фотоочищением" от ПАВ. Структурные изменения КТ могут быть связаны с разрушением ZnS-оболочки КТ, а также с уменьшением размера их CdSe-ядер.

1. C. Shen, J. Chu, F. Qian, X. Zou, C. Zhong, K. Li, S. Jin, *Journal of Modern Optics*, **59**, №14, pp. 1199-1203, (2012).

2. U. Resch-Genger, M. Grabolle, S. Cavaliere-Jaricot, R. Nitschke, T. Nann, *Nature methods*, **5**, № 9, pp. 763–775, (2008).

3. P.V. Kamat, *J. Phys. Chem. C*, **112**, №48, pp. 18737–18753, (2008).

4. Y.-C. Wang, C.-T. Yuan, Y.-C. Yang, M.-C. Wu, J. Tang, M.-H. Shih, *Nano reviews*, **2**, pp. 1–5, (2011).

5. M.G. Hyldahl, S.T. Bailey, B.P. Wittmershaus, *Solar Energy*, **83**, №4, pp. 566–573, (2009).

6. C.-T. Yuan, W.-C. Chou, D.-S. Chuu, W.H. Chang, H.-S. Lin, R.-C. Ruaan, *Journal of Medical and Biological Engineering*, **26**, №3, pp. 131-135, (2006).

7. S.-C. Pu, M.-J. Yang, C.-C. Hsu, C.-W. Lai, C.-C. Hsieh, S.H. Lin, Y.-M. Cheng, P.-T. Chou, *Small*, **2**, №11, pp. 1308 – 1313, (2006).

8. A.A. Chistyakov, S.V. Dayneko, V.A. Oleinikov, A.V. Zasedatelev, *Proc. NGC2011*, p. 33, (2011).

ФОТОНИКА МОЛЕКУЛ ЦИАНИНОВЫХ КРАСИТЕЛЕЙ В БЛИЖНЕМ ПОЛЕ РЕЗОНАНСНО ВОЗБУЖДАЕМЫХ ПЛАЗМОННЫХ НАНОСТРУКТУР

Торопов Н.А., Вартанян Т.А., Калитеевская Е.Н., Леонов Н.Б.

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

В данной работе отражены результаты экспериментального исследования поглощения, фотолюминесценции и фотоиндуцированных превращений в тонких пленках цианиновых красителей с наночастицами серебра. Получено усиление оптических свойств и увеличение концентрации J-агрегатов в молекулярных слоях.

Фотоника органических молекул в тонких пленках интересна в связи с возможным образованием в пленках молекулярных агрегатов. По сравнению с растворами твердотельные слои органических молекул в ряде случаев являются более удобными для приложений, в частности, для создания нелинейных оптических переключателей. Процессы формирования различных конформаций органических молекул и их фотоиндуцированные превращения в присутствии металлических наноструктур исследованы довольно слабо.

В работе исследовались твердотельные пленки псевдоизоцианинового красителя 1,1′-диэтилхино-2,2′-монометинцианин йодид (ПИЦ) и монокарбоцианинового 3,3′-диэтилтиакарбоцианин йодид (МКЦ) на поверхности прозрачного диэлектрика с приготовленными на ней наночастицами Ag. Целью работы являлось изучение влияния локализованных плазмонов в наночастицах на оптические свойства и фотоиндуцированные изменения компонентного состава слоев красителей.

На первом этапе работы исследовались тонкие пленки молекул ПИЦ и МКЦ на подложках без наночастиц серебра, приготовленные методом центрифугирования. Исследование спектров оптической плотности показало, что формы контуров спектральных линий тонких пленок и растворов значительно отличаются. В спиртовом растворе поглощение обусловлено оптическими переходами в различные возбужденные состояния all-trans-изомеров. В то время как в слоях ПИЦ и МКЦ поглощение обусловлено агрегированными формами, а в случае МКЦ также cis-изомерами.

На втором этапе были приготовлены гибридные материалы, состоящие из тонких пленок красителей с наночастицами серебра. Наночастицы Ag были получены при распылении небольшого количества металла в вакуумной камере на подложку, разогретую до 200 °C. После дополнительной химической обработки наночастицы покрывались молекулами красителей.

Спектры оптической плотности приготовленных образцов наночастиц Ag и ПИЦ демонстрировали появление новой полосы поглощения с максимумом на длине волны 585 нм, характерной для J-агрегатов. Для идентификации спектра был приготовлен пересыщенный водный раствор молекул ПИЦ, спектр которого демонстрировал узкую полосу поглощения J-агрегатов. Величина интегрального поглощения агрегатов молекул в слое с наночастицами серебра без учета их плазмонного поглощения превосходит величину поглощения тонкого слоя ПИЦ почти в 20 раз. При этом исследование растворов молекул красителя, снятых с поверхности кварца с наночастицами и без них, показывает различие поверхностной концентрации лишь около 10%. Таким образом, увеличение поглощения обусловлено действием ближних полей серебряных наночастиц. Помимо формирования J-агрегатов спектры наночастиц серебра, покрытых ПИЦ, демонстрировали уменьшение оптической плотности в области коротковолнового края поглощения, связанное с аномальной дисперсией показателя преломления слоя ПИЦ.

В слоях МКЦ помимо аналогичного усиления поглощения в присутствии наночастиц Ag было получено усиление флуоресценции в 4 раза по сравнению с тонкими пленками без наночастиц. Исследование спектров возбуждения показало, что основной вклад во флуоресцентный сигнал вносят J-агрегаты.

При воздействии импульсным излучением второй гармоники Nd-YAG-лазера (5 импульсов длительностью 10 нс, плотность энергии 8 мДж/см^2) на тонкие пленки МКЦ наблюдалась деструкция димеров. При воздействии лазерного излучения на тонкие пленки МКЦ с наночастицами Ag наблюдалось увеличение концентрации J-агрегатов в слое. При этом изменение оптической плотности слоев МКЦ в случае с наночастицами больше в 3 раза, чем в случае без наночастиц.

Итак, в работе исследованы спектры оптической плотности псевдоизоцианинового и монокарбоцианинового красителя в растворах и тонких пленках. Используя наночастицы серебра, получена полоса поглощения тонких пленок ПИЦ на поверхности с наночастицами серебра, не наблюдавшаяся в спектрах слоев без наночастиц. Ее появление связано с образованием упорядоченных агрегатов. За счет влияния ближних полей серебряных наночастиц интегральное поглощение слоев молекул на подложке с частицами значительно превосходит поглощение слоев молекул без них. Аналогичное увеличение получено для слоев МКЦ. Получено усиление флуоресценции и фотоиндуцированных превращений в слоях МКЦ.

ГИБРИДНЫЕ СТРУКТУРЫ НА ОСНОВЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК В ПОЛИМЕРНОЙ МАТРИЦЕ: ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ И ФОТОВОЛЬТАИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА

Дайнеко С.В.[1], Мартынов И.Л.[1], Чистяков А.А.[1], Самохвалов П.С.[1], Тамеев А.Р.[2], Ракович Ю.П.[3] , Набиев И.Р.[1,4]

[1]Лаборатория нано-биоинженерии, Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва, Российская Федерация
[2]ИФХЭ РАН им. А.Н. Фрумкина, Москва, Российская Федерация
[3]Университет Страны Басков и Центр Физики Материалов, Сан Себастьян, Испания
[4]Исследовательская лаборатория в области нано-наук - EA4682, Университет г. Реймса Шампань-Арденн, Реймс, Франция

Исследованы гибридные структуры на основе квантовых точек CdSe, включенных в органическую матрицу. Обнаружена корреляция фотовольтаических, структурных и люминесцентных свойств подобных нанокомпозитов. Показано, что активный слой солнечных ячеек на базе наночастиц может быть оптимизирован с использованием данных, полученных при анализе уровня люминесценции квантовых точек, введенных в полимерную матрицу.

Сочетание в одном гибридном материале полупроводниковых квантовых точек (КТ) и полимерных материалов позволяет создавать нанокомпозиты с уникальными свойствами[1]. Энергетический спектр КТ, в силу эффекта размерного квантования, напрямую связан с их диаметром. Включение КТ разных диаметров в органические полимеры позволяют создавать новые поколения светодиодов и солнечных ячеек[2,3].

В настоящей работе созданы нанокомпозиты, состоящие из CdSe КТ со средним размером 4 нм, включенных, при различных концентрациях, в органические полимерные матрицы. В качестве органического полимера был выбран полиимид (ПИ, Рис.1).

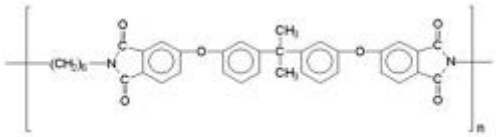


Рис. 1. Структурная формула ПИ

Люминесцентные исследование показали, что при введении КТ в полимерную матрицу происходит сильное тушение их люминесцении, что согласуется с литературными данными[4]. При этом было обнаружено, что степень тушения КТ зависит от их концентрации в ПИ-матрице. Так, в диапазоне концентраций КТ от 20% до 60% интегральная люминесценция КТ не изменяется, а при достижении 80% она возрастает в несколько раз. Подобное поведение люминесценции может быть объяснено тенденцией наночастиц к кластераобразованию при их высокой концентрации. Данное предположение нашло свое подтверждение в результатах просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) и оптической люминесцентной микроскопии с высоким пространственным и временным разрешением.

Параллельно люминесцентным исследованиям была проведена работа по изучению фотоэлектрических свойств солнечной ячейки с активным слоем на базе композита ПИ:CdSe (Рис.2).

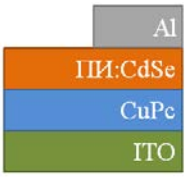


Рис. 2. Фотовольтаическая ячейка.

В результате обнаружена корреляция между степенью тушения люминесценции КТ, величиной фототока и концентрацией наночастиц в матрице ПИ. Показано, что данные анализа уровня люминесценции КТ в полимерной матрице могут быть использованы для оптимизации состава активного слоя солнечных ячеек, создаваемых на базе наночастиц и органических полимеров.

1. P. Prabhakaran, W. J. Kim, K. S. Lee, P. N. Prasad, *Opt. Mat. Express*, **2**, pp. 578-593 (2012)

2. Y. Shirasaki, G. J. Supran, M. G. Bawendi, V. Bulović, *Nature Photonics*, **7**, pp. 13–23, (2013)

3. Zhicai He, Chengmei Zhong, Shijian Su, et al., *Nature Photonics*, **6**, pp. 591–595, (2012)

4. D. Selmarten , M. Jones , G. Rumbles, et al., *J. Phys. Chem. B*, **109**, pp. 15927–15932, (2005)

ИССЛЕДОВАНИЕ ВИДИМОЙ И ИНФРАКРАСНОЙ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ КРЕМНИЕВЫХ НАНОСТРУКТУР

Гончар К.А., Маршов В.С., Осминкина Л.А., Сиваков В.*, Тимошенко В.Ю.

Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова, Москва, Россия

* Institute of Photonic Technology, Jena, Germany

В работе рассматривается фотолюминесценция кремниевых нанонитей в видимом и ближнем инфракрасном диапазонах спектра. Было установлено, что соотношение интенсивностей видимой и инфракрасной фотолюминесценции можно контролировать путём варьирования структурных параметров и морфологии нанонитей.

Образцы представляли собой неупорядоченные структуры в виде совокупности кремниевых нитей с диаметрами 20-200 нм, выращенных на подложке кристаллического кремния (c-Si) методом химического травления, последовательно используя два раствора на основе $AgNO_3$/HF и H_2O_2/HF[1].

В работе исследовалась фотолюминесценция (ФЛ) кремниевых нанонитей в видимом и ближнем инфракрасном (ИК) диапазонах спектра при возбуждении лазерами с длинами волн 364 нм, 532 нм и 1064 нм. Была обнаружена видимая ФЛ с максимумом в области 700-750 нм, а так же ИК ФЛ в диапазоне 1120-1150 нм. Видимая ФЛ хорошо объясняется излучательной рекомбинацией экситонов в кремниевых нанокристаллах с размерами 3-4 нм, расположенных на поверхности кремниевых нанонитей. Положение ИК ФЛ совпадает с ФЛ в исходных подложках c-Si, однако интенсивность ФЛ в кремниевых нанонитях было значительно сильнее, чем для подложки. ИК ФЛ может быть объяснена межзонной излучательной рекомбинацией носителей заряда в объёме нанонитей.

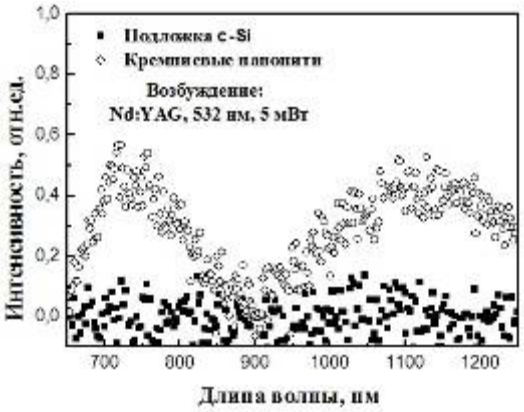


Рис. 1. Зависимость интенсивности видимой и ИК ФЛ от длины волны

Было установлено, что соотношение интенсивностей видимой и ИК ФЛ в кремниевых нанонитях можно контролировать путём варьирования структурных параметров и морфологии нанонитей. Видимая и ИК ФЛ могут быть использованы для применения в биомедицине и светоизлучающих устройств, соответственно.

1. V.A. Sivakov, G. Brönstrup, B. Pecz, A. Berger, G.Z. Radnoczi, M. Krause, S.H. Christiansen, *J. Phys. Chem. C*, **114**, pp.3798-3801, (2010).

ПОПЕРЕЧНАЯ ДИНАМИКА ОБЫКНОВЕННО-НЕОБЫКНОВЕННЫХ ИМПУЛЬСОВ В ОДНООСНЫХ КРИСТАЛЛАХ

В.А. Халяпин

ФГБОУ ВПО “Калининградский государственный технический университет”, Калининград, Россия

На основе вариационного принципа типа Ритца-Уизема получена система уравнений, описывающая продольно-поперечную динамику параметров электромагнитного импульса, обыкновенная компонента которого представляет собой квазимонохроматический импульс, а необыкновенная – видеоимпульс. Определены критические параметры, определяющие устойчивость импульса по отношению к самофокусировке.

Настоящая работа посвящена исследованию продольно-поперечной динамике импульсов, распространяющегося под произвольным углом к оптической оси одноосного кристалла. Система уравнений, описывающая распространение таких импульсов в области прозрачности кристалла получена в [1]. Здесь показано, что обыкновенная компонента, представляющая собой квазимонохроматический импульс, может генерировать видеоимпульс необыкновенной компоненты, интенсивность которого на несколько порядков ниже исходной волны. По этой причине мы не будем учитывать собственную квадратичную нелинейность и дисперсию необыкновенной компоненты, а также пренебрёжём перекрёстной кубической нелинейностью по сравнению с собственной нелинейностью обыкновенной компоненты. С учётом вышесказанного, эволюционные уравнения, описывающие динамику таких двухкомпонентных импульсов запишем в виде [1]

$$i\frac{\partial\psi}{\partial z}+\beta\frac{\partial^2\psi}{\partial\tau^2}+\alpha\psi|\psi|^2=a_2\omega E\psi+\frac{c}{2n_o\omega}\frac{\partial^2}{\partial \mathrm{x}^2}\psi, \qquad (1)$$

$$\frac{\partial E}{\partial z} = -a_2 \frac{\partial}{\partial \tau}|\psi|^2 + \frac{c}{2n_e}\frac{\partial^2}{\partial x^2}\int_{-\infty}^{\tau} E d\tau . \qquad (2)$$

Здесь ψ – огибающая обыкновенной компоненты, E – электрическое поле необыкновенной компоненты, β – коэффициент, определяющий дисперсию групповой скорости ($\beta < 0$ – область аномальной дисперсии, $\beta > 0$ – нормальной), α – отрицательный коэффициент при кубической нелинейности, a_2 – определяет квадратичную перекрёстную нелинейность, ω – центральная частота импульса, $\tau = t - z/v_g$ – время в сопутствующей системе координат, v_g – групповая скорость импульса, z – ось, вдоль которой распространяется сигнал. При выводе системы (1), (2) было учтено условие резонанса Захарова-Бенни, согласно которому групповая скорость обыкновенной (высокочастотной компоненты) равна фазовой скорости (низкочастотной) необыкновенной компоненты.

В работе[2] предложен метод "усреднённого лагранжиана" типа Ритца-Уизема, позволяющий находить приближённые решения нелинейных уравнений (без затухания). Воспользуемся этим методом для анализа поставленной задачи. Лагранжиан системы (1), (2) имеет вид

$$L = \frac{i}{2}\left(\psi^* \frac{\partial \psi}{\partial z} - \psi \frac{\partial \psi^*}{\partial z}\right) - \beta\left|\frac{\partial \psi}{\partial \eta}\right|^2 - a_2\omega|\psi|^2\frac{\partial U}{\partial \tau} + \frac{\alpha}{2}|\psi|^4 - \frac{\omega}{2}\frac{\partial U}{\partial z}\frac{\partial U}{\partial \tau} + ,$$

$$+ \frac{c}{2n_o\omega}\frac{\partial \psi}{\partial x}\frac{\partial \psi^*}{\partial x} + \frac{\omega c}{4n_e}\left(\frac{\partial U}{\partial x}\right)^2 , \qquad (3)$$

где $U = \partial E / \partial \tau$. Пробное решение выбираем в виде

$$\psi = A\sec h\left[(\tau - \Phi)/a\right]\exp\left[i\left(\varphi - \Omega(\tau - \Phi) + \varepsilon(\tau - \Phi)^2 + gx^2\right) - \frac{x^2}{2b^2}\right], \qquad (4)$$

$$U = -Bth\left[(\tau - \Phi)/a\right]\exp\left[-\frac{x^2}{2b^2}\right]. \qquad (5)$$

Здесь A, B – амплитуды обыкновенной и необыкновенной компонент, ε – описывает частотную модуляцию, Ω – определяет величину сдвига центральной частоты, φ и Φ – определяют вклады в фазовую и групповую скорости, a – длительность импульса. Все эти величины будем считать зависящими от координаты z. Подставляя (3) и (4) в (2), находим "усреднённый лагранжиан"

$$\Lambda = 2\sqrt{\pi}\left[-aA^2b\left(\varphi' + \Omega\Phi' + \frac{\pi^2 a^2 \varepsilon'}{12}\right) - \beta A^2 b\left(\frac{1}{3a} + \Omega^2 a + \frac{\pi^2\varepsilon^2 a^3}{3}\right) -\right.$$

$$- A^2\frac{g'ab^3}{2} + \frac{2a_2\omega BA^2b\sqrt{2}}{3\sqrt{3}} + \frac{\omega B^2 b}{3a}\Phi' +$$

$$\left. + \frac{cA^2 a}{2n_o\omega}\left(4g^2 + \frac{1}{b^4}\right)\frac{b^3}{2} - \frac{\omega c B^2 a}{8n_e v}\right]. \qquad (6)$$

Здесь и далее штрих обозначает производную по z. Варьируя (5) по $A, B, \varepsilon, \Omega, \varphi, \Phi, g$, получаем систему уравнений на искомые параметры, описывающую динамику двухкомпонентного импульса. В работе будет проведён анализ этой системы.

1. С.В.Сазонов, А.Ф.Соболевский // *ЖЭТФ*, **123**, № 6, с. 1160, (2003).
2. 2. D. Anderson // *Phys. Rev. A.*, **27**. No 6, p. 3135, (1983).

IN SITU ЗОНДИРОВАНИЕ МОРФОЛОГИИ ОРГАНИЧЕСКИХ ФОТОЭЛЕМЕНТОВ С РАЗЛИЧНЫМИ ФУЛЛЕРЕНАМИ МЕТОДОМ СПЕКТРОСКОПИИ КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ

А.А. Маннанов*, В.В. Бруевич, В.А. Труханов, Д.Ю. Паращук

Московский Государственный Университет, Физический факультет
Международный Лазерный Центр, Москва, Россия

В данной работе была разработана методика измерения молекулярного порядка морфологии в ОФЭ с помощью спектроскопии комбинационного рассеяния света при отжиге. Методика была апробирована на тонких пленках композиций с различными фуллеренами для оптимизации процесса обработки органических фотоэлементов и повышения их КПД.

В последние годы ведется непрерывная разработка новых компонентов донорно-акцепторных смесей для ОФЭ. В связи с этим оптимизация процесса приготовления активного слоя становится все более рутинной и сложной задачей. Одним из ключевых параметров, определяющих эффективность ОФЭ, является морфология активного слоя на молекулярном уровне. В данной работе мы разработали методику измерения степени молекулярной упорядоченности в ОФЭ с помощью спектроскопии комбинационного рассеяния (КР) непосредственно во время отжига образца. В данной методике спектры КР образца измеряются непосредственно во время отжига пленки, помещенной в ячейку с аппаратно контролируемой температурой, а затем эти спектры раскладываются как суперпозиция двух компонент: аморфной и квазикристаллической (упорядоченной) фазы. Далее из соотношения компонент оценивается доля упорядоченной фазы полимера в каждый момент времени, позволяя тем самым получить динамику молекулярного упорядочения при отжиге.

В качестве активный слоя исследованы множество различных структур, однако у наиболее изученной схемы ОФЭ в роли активного вещества выступает смесь двух компонент – донора поли[3-гексилтиофена] P3HT и акцептора [6,6]-фенил-C61-бутерикоксидэфир (PCBM). С помощью спектрометра КР по отработанной методике изучалась морфология пленок P3HT:(70)PCBM и P3HT:PCBM, меняющейся при отжиге от менее упорядоченной к более упорядоченной. Каждый из этих типов пленок (P3HT:(70)PCBM, P3HT:PCBM) был приготовлен тремя различными способами, а именно для раствора данных смесей использовались 3 различных растворителя: дихлорбензол (DChB), хлорбензол (ChB), хлороформ ($CHCl_3$). Измерения спектров проводились непосредственно (insitu) во время медленного нагревания образца. Из этих данных была получена зависимость концентрации упорядоченной фазы СП P3HT от температуры для различных растворителей (см. Рис. 1, 2).

Показано, что при приготовлении пленок для ОФЭ растворитель DChB «отжигает» (результат схож с процессом термического отжига) образец, увеличивая упорядоченность морфологии на 15-20% еще во время приготовления пленки. Однако DChB не дает выигрыша перед ChB, после термического отжига тонких пленок. Также, видно из

графиков, использование растворителя $CHCl_3$ с целью достижения лучшего порядка полимера нецелесообразно.

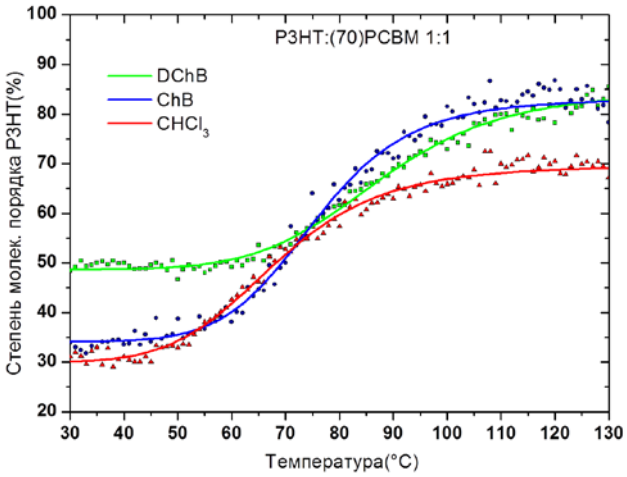


Рис. 1. Степень молекулярного порядка P3HT в тонких пленках смеси P3HT:(70)PCBM, приготовленные в различных растворителях (DChB, ChB, CHCl3).

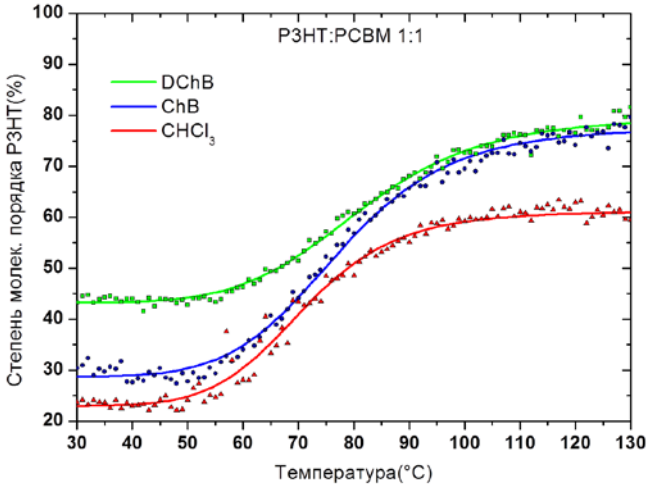


Рис. 2. Степень молекулярного порядка P3HT в тонких пленках смеси P3HT:PCBM, приготовленные в различных растворителях (DChB, ChB, $CHCl_3$).

Наиболее изучен ОФЭ на основе объемного гетероперехода из P3HT и PCBM с КПД в диапазоне 4–4.5%. Однако наилучшие показатели работы органические фотоэлементы были получены с использованием аналога PCBM на основе фуллерена C_{70} – т.н. (70)PCBM . Тем не менее, в настоящее время актуальна задача поиска новых органических акцепторных материалов для создания солнечных фотоэлементов на основе гетероперехода. Различные производные фуллеренов (метанофуллеренов, металлические комплексы фуллеренов, фтор производных фуллерена, а именно: PCBM; C12IM; HBIM; IrDioP) изучаются в качестве эффективного компонента акцептора для ОФЭ. Оказывается, что ряд фуллеренов различного типа действует аналогично PCBM, а именно интеркалируют в фазу полимера, уменьшая его молекулярный порядок. При помощи нашей методики измерены степени упорядоченности морфологии P3HT с различными фуллеренами при отжиге (см.Рис 3).

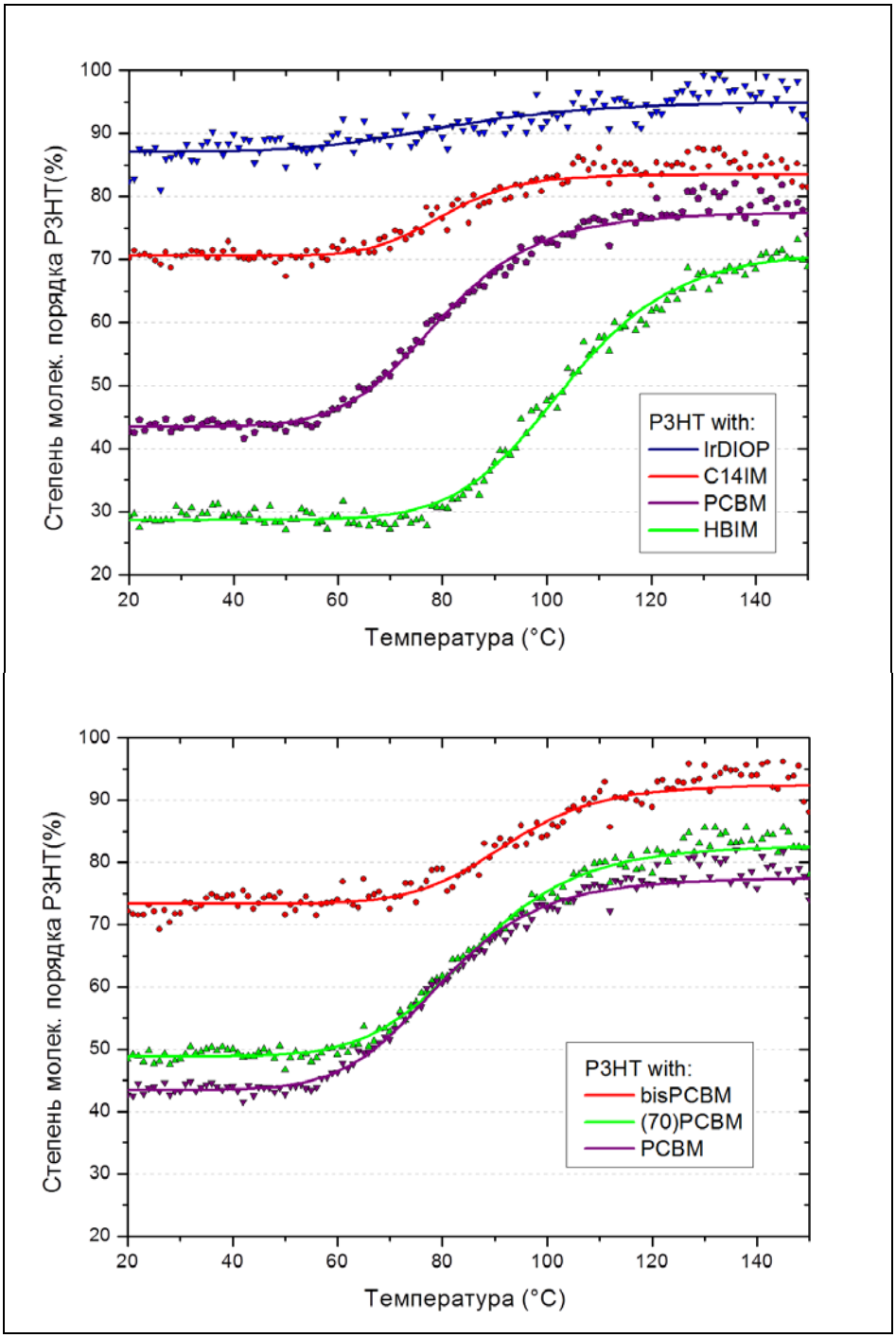


Рис. 3. Степень молекулярного порядка P3HT с различными фуллеренами. (100% упорядоченности соответствует чистому полимеру P3HT)

Разработанная методика используется для определения оптимальных параметров отжига непосредственно во время мониторинга эволюции спектров комбинационного рассеяния. Мы также изучали эффективность преобразования энергии и внешней квантовой эффективности P3HT (поли-3-гексилтиофен) на основе ОФЭ с производными фуллерена, чтобы показать влияние отжига на их производительность.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 12-02-31599). Работа выполнена с использованием оборудования, приобретенного за счет средств программы развития Московского университета.

ВЛИЯНИЕ АДСОРБЦИИ МОЛЕКУЛ КИСЛОРОДА НА ОПТОЭЛЕКТРОННЫЕ СВОЙСТВА КРЕМНИЕВЫХ НАНОНИТЕЙ

Георгобиани В.А., Маршов В.С., Осминкина Л.А., Тимошенко В.Ю.

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Москва, Россия

В рамках представленной работы изучено влияние молекулярного окружения на оптоэлектронные свойства кремниевых нанонитей (SiNWs). Продемонстрировано обратимое тушение фотолюминесценции в атмосфере кислорода, что открывает перспективу использования SiNWs в качестве сенсоров молекул кислорода.

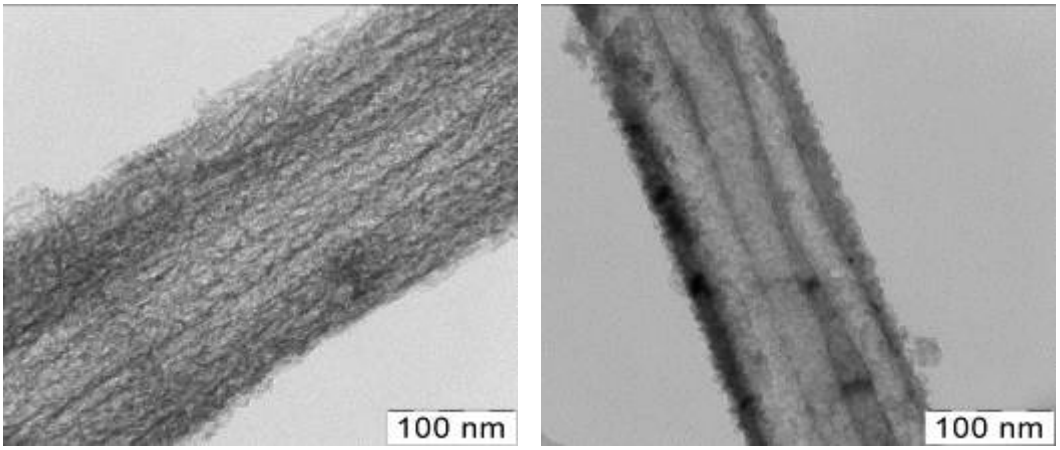
Кремниевые наноструктуры в виде пористого кремния (PSi) и кремниевых нанонитей (SiNWs) обладают эффективной фотолюминесценцией (ФЛ) в видимом диапазоне спектра [1,2]. Известно, что ПК, представляет собой сетку пересекающихся нанокристаллов и пор нанометровых размеров с чрезвычайно большой удельной поверхностью, ~10^3 $м^2/г$, что обуславливает высокую чувствительность его физико-химических свойств к адсорбции молекул [3]. В данной работе впервые продемонстрированы сенсорные свойства SiNWs – чувствительность сигнала ФЛ образцов к их молекулярному окружению.

Образцы SiNWs были получены с помощью химического травления пластин c-Si p-типа с кристаллографической ориентацией (100) и разной степенью легирования (удельное сопротивление от 0.001 Ω*см до 10 Ω*см) в растворе 5M HF с использованием частиц Ag (Metal Assisted Chemical Etching).

Структурные свойства полученных образцов исследовались с помощью просвечивающего (ПЭМ) электронного микроскопа LEO912 AB OMEGA.

Спектры ФЛ образцов снимались при возбуждении аргоновым лазером с длиной волны 364 нм с помощью ПЗС-матрицы (MS 750, SOLAR TII).

Данные ПЭМ SiNWs образцов представлены на рис.1. Видно, что образцы, полученные на подложке c-Si с удельным сопротивлениевм от 0.001 Ω*см имеют пористую структуру, 10 Ω*см – непористую.

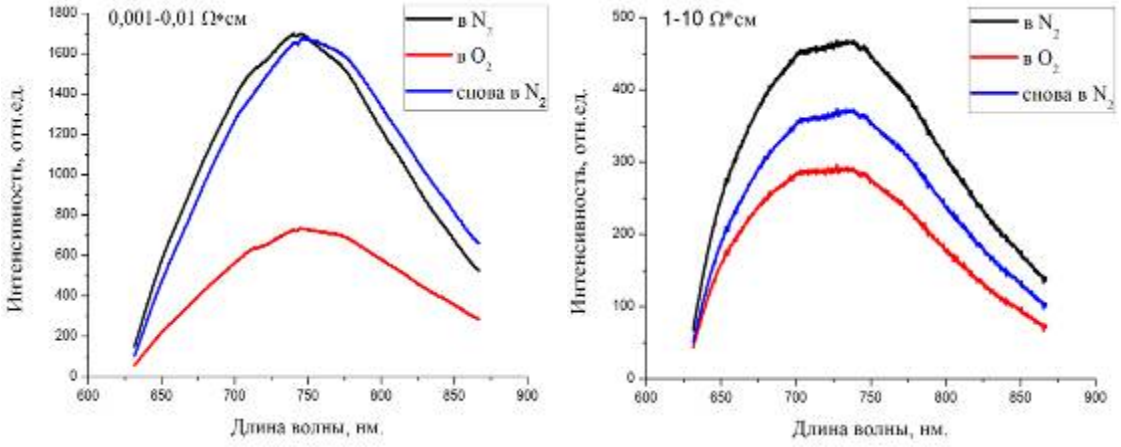


а) б)

Рис. 1. Характерный вид полученных образцов. Данные ПЭМ.
а) SiNWs (0,001-0,01 Ω*см); б) SiNWs (1-10 Ω*см)

На рис.2 показаны спектры ФЛ образцов SiNWs, находящихся в атмосфере азота и кислорода. Как видно, образцы характеризуются широкими линиями ФЛ в видимой области спектра, причем интенсивность зависит от типа образца: для пористых SiNWs она в 3.7 раз выше, чем для непористых. Отметим, что ФЛ при комнатной температуре

является следствием квантового размерного эффекта, обуславливающего существование экситонов в кремниевых нанокристаллах малых размеров. Большее количество нанокристаллов в пористом образце обеспечивает его более интенсивную ФЛ (рис.1).



а) б)

Рис. 2. Спектры ФЛ полученных образцов
в) SiNWs (0,001-0,01 Ω*см); г) SiNWs (1-10 Ω*см)

При напуске молекул O_2 в ячейку с образцом наблюдалось уменьшение интенсивности ФЛ в 2.3 и 1.6 раз для пористых и непористых SiNWs соответственно. Это может быть обусловлено разрушением экситонов локальными электрическими полями адсорбированных кулоновских центров O_2^-. При этом тушение ФЛ образцов в циклах напуска молекул азота-кислорода-азота было полностью или частично обратимым для образцов пористых или непористых SiNWs. Эти данные позволяют рассматривать SiNWs в качестве сенсоров молекул кислорода.

1. L.T. Canham, *Appl. Phys. Lett.*, **57***, №10, pp.*1046-1048, (1990)
2. К.А. Гончар, Л.А. Головань, В.Ю. Тимошенко, В.А. Сиваков, и С. Кристиансен, *Известия Российской академии наук. Серия физическая*, **74**(12):1782–1784, 2010.
3. Е.А. Константинова и др., *ФТП*, **38**, вып. 11, стр. 1386-1391, (2004)

РАССЕЯНИЕ МИ НА ЦИЛИНДРАХ ПОРОЖДАЕТ КАСКАДЫ РЕЗОНАНСОВ ФАНО

Синев И.С.[1,2], Рыбин М.В.[1,2], Семушкина Е.А.[3], Кившарь Ю.С.[1,4], Лимонов М.Ф.[1,2]

[1] Национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия
[2] Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия
[3] Michigan Technological University, Houghton, MI, USA
[4] Nonlinear Physics Centre, Australian National University, Canberra, Australia

В работе теоретически рассматривается рассеяние Ми на диэлектрических цилиндрах. Впервые показано, что в результате интерференции света между падающей плоской волной и рассеянными цилиндрическими волнами наблюдаются каскады резонансов Фано. Зависимость параметра Фано q от длины волны носит котангенциальный характер.

Рассеяние Ми является фундаментальным оптическим явлением и играет ключевую роль в формировании фотонных стоп-зон в целом ряде периодических структур[1].

Изначально под рассеянием Ми подразумевалось рассеяние электромагнитных волн на однородной сфере в 3D пространстве[2], однако в настоящее время круг рассеивающих объектов расширен и в него обычно включают эллипсоиды и цилиндры. В последнем случае речь идет о рассеянии в 2D плоскости, перпендикулярной оси цилиндра. Характерной особенностью рассеяния Ми является его резонансный характер в определенной области спектра, когда целое число длин волн совпадает с оптической «толщиной» цилиндра. Резонансы Ми по своей природе аналогичны резонансам Фабри-Перо, которые наблюдаются при прохождении света через плоскопараллельную пластину.

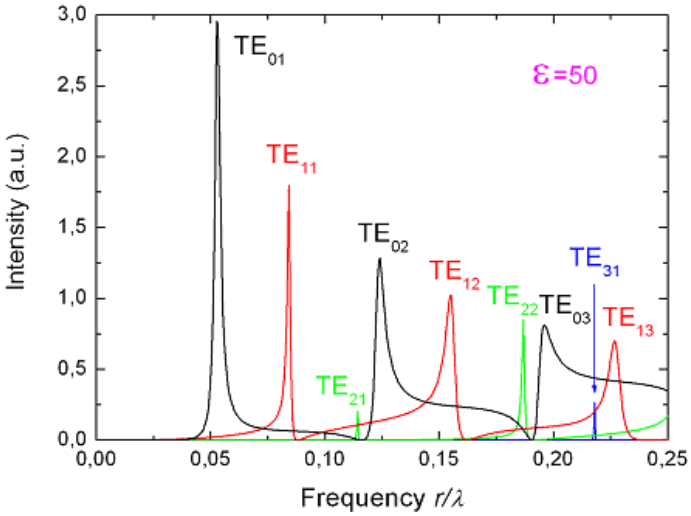


Рис. 1. Спектральная зависимость коэффициентов Лоренца-Ми для цилиндра радиуса r, ε=50.

Интенсивность света, рассеянного однородным диэлектрическим цилиндром с круглым сечением, определяется разложением в ряд по цилиндрическим гармоникам и описывается коэффициентами Лоренца-Ми. Для случая TE-поляризации интенсивность определяется суммой компонент TE_{kn}, (k=0,1,2…; n=1,2,3…). На рис.1 представлена спектральная зависимость коэффициентов Лоренца-Ми в низкочастотной области спектра, где наблюдаются компоненты TE_{0n}, TE_{1n}, TE_{2n} и TE_{3n}. Интенсивность компонент TE_{4n}, TE_{5n}, …. (k>3) отлична от нуля в более высокочастотном диапазоне при $r/\lambda > 0.25$.

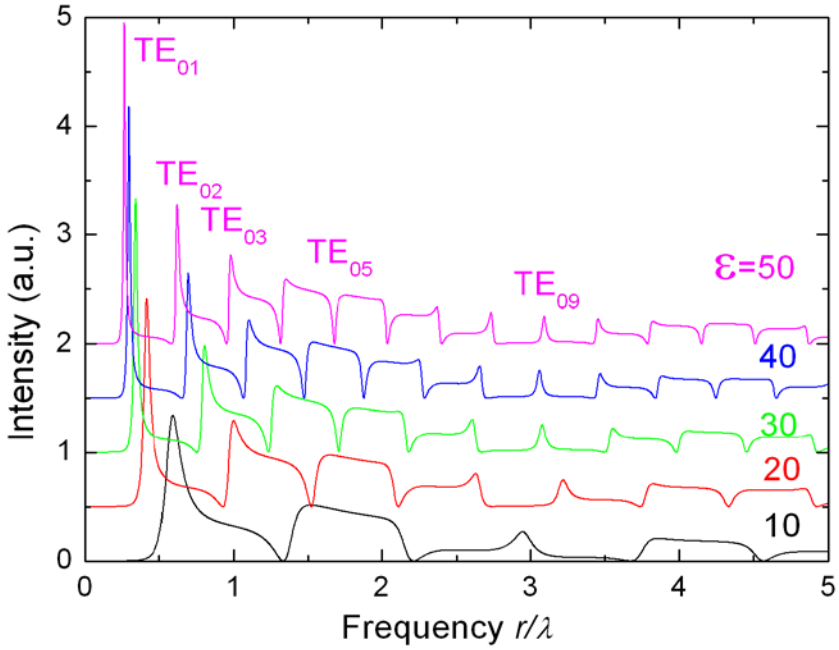


Рис. 2. Коэффициенты Лоренца-Ми TE_{0n} в зависимости от диэлектрической проницаемости цилиндра ε, находящегося в воздушной среде ($\varepsilon_в$ =1).

На рис.2 изображены спектры наиболее интенсивной компоненты рассеяния TE_{0n} в зависимости от диэлектрической проницаемости цилиндра ε. В спектрах, представленных на рис. 1 и 2, привлекает внимание необычная форма контура резонансных полос, которая трансформируется как при изменении частоты r/λ, так и при изменении ε. Анализ спектров позволяет выделить четыре характерные формы контура, а именно – симметричный лоренцевский контур пика (TE_{09} при ε =50, рис. 2) и провала (TE_{05}), а также два типа асимметричных контуров с зеркальной симметрией в шкале частот (TE_{08} и $TE_{0,10}$). Эти четыре формы напоминают результаты трансформации узкой линии, которая при интерференции с широким фоном описывается формулой Фано[3].

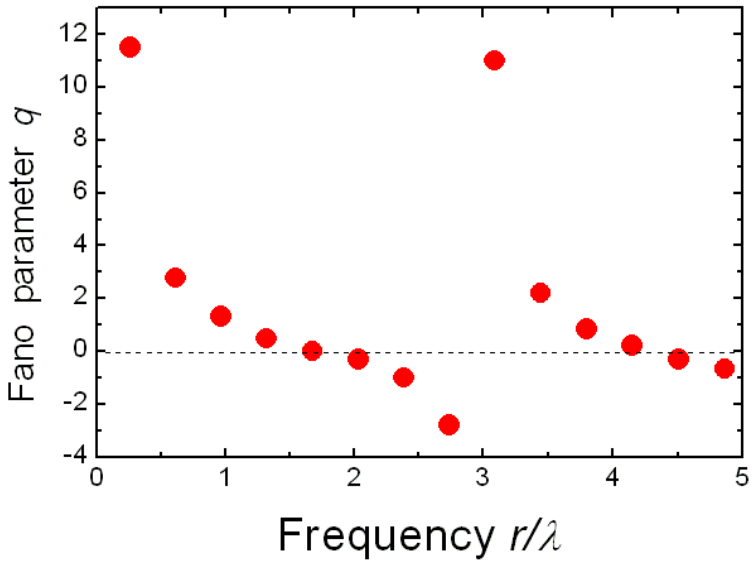


Рис. 3. Зависимость параметра Фано q от частоты r/λ для коэффициента TE_{0n} при ε =50.

Чтобы убедиться в том, что при рассеянии электромагнитных волн на цилиндре действительно наблюдаются каскады резонансов Фано, мы обработали спектры TE_{0n} (при ε =50) по формуле Фано и определили спектральную зависимость параметра асимметрии q, которая представлена на рис.3. В результате была получена зависимость $q \sim \mathrm{Ctg}(r/\lambda)$, которая является прямым аналогом формулы Фано $q = -\mathrm{Ctg}\Delta$, где Δ соответствует сдвигу фаз из-за интерференции узкой и широкой полосы[3]. Аналогичная котангенциальная зависимость параметра Фано q наблюдалась нами ранее[4] при изучении рассеяния Фабри-Перо на 1D фотонной структуре, состоящей из последовательности плоскопараллельных пластин A и B с неупорядоченностью по диэлектрической проницаемости ε.

В данном случае каскад резонансов Фано возникает из-за интерференции в пространстве, окружающем цилиндр, широкополосной падающей волны и спектрально узких полос, порождаемых рассеянием Ми.

1. M.F. Limonov, R.M. De La Rue (Editors), *Optical properties of photonic structures: interplay of order and disorder*, CRC Press, (2012).

2. C.F. Bohren, D.R. Huffman, *Absorption and scattering of light by small particles*, Wiley, New York, (1983).

3. U. Fano, *Phys. Rev.*, **124**, pp.1866-1878, (1961).

4. A.N. Poddubny, M.V. Rybin, M.F. Limonov, Yu.S. Kivshar., Nature Commun., **3**, pp.914 (1-10) (2012).

ФОТОСТИМУЛИРОВАННАЯ ПЕРЕОРИЕНТАЦИЯ МОЛЕКУЛ В СЛОЯХ ТРИКАРБОЦИАНИНОВОГО КРАСИТЕЛЯ

Старовойтов А.А., Калитеевская Е.Н., Крутякова В.П., Разумова Т.К.

Национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

В рамках данной работы экспериментально изучены фотостимулированные изменения относительных концентраций и углов ориентации молекулярных форм трикарбоцианинового красителя в слое на стекле. Помимо этого полученные результаты проверены на соответствие модели по фотостимулированной перестройке структуры молекулярного слоя, разработанную для дикарбоцианиновых красителей.

Сегодня, в мире, уделяется особое внимание развитию нанотехнологий, одно из направлений которых, нанофотоника, требует фундаментальных исследований и разработки новейших оптических материалов. Обозначенные в теме доклада молекулярные слои цианиновых красителей имеют прикладные применения в качестве фоточувствительных материалов в индустрии оптических носителей информации, фотоэлектрических преобразователей в ячейках солнечных батарей, а также материалов нелинейной оптики.

Молекулярный слой трикарбоцианинового красителя был получен методом нанесения раствора на вращающуюся диэлектрическую подложку (spin-coating). В качестве материала подложки использовалось оптическое стекло К8. Изучение пространственной ориентации компонентов молекулярных слоев проводилось методом исследования спектров поглощения слоя при разных углах падения зондирующего линейно-поляризованного излучения, который позволил определить уголы между дипольными моментами молекулярных компонентов и нормалью к поверхности подложки. Для облучения слоя использовались наносекундные лазерные импульсы.

В молекулярном слое цианинового красителя на диэлектрической подложке присутствуют различные нанокомпоненты: несколько изомеров (all-trans- и cis-изомеры), а также агрегированные формы (димеры и J-агрегаты). Компонентный состав определялся разделением спектра поглощения слоя на спектры нанокомпонентов. При этом каждый нанокомпонент имел свой угол наклона относительно нормали к поверхности образца. Под действием резонансного фотовозбуждения происходило необратимое изменение относительных концентраций нанокомпонентов и углов ориентации. Зависимость предельно достижимых углов ориентации нанокомпонентов от суммарной плотности энергии имеет насыщающийся характер. Максимально достижимые углы определяются величиной начального угла ориентации, а плотность энергии фотовозбуждения в одиночном импульсе влияет только на скорость выхода зависимости на насыщение.

Фотостимулированные изменения в молекулярных слоях трикарбоцианинового красителя оказались сходными с изменениями в слоях молекул с меньшей длинной хромофора: после облучения лазерными импульсами слоя, углы наклона изомеров и J-агрегатов относительно нормали к подложке увеличивались, а димеров – уменьшался. Полученные результаты находятся в соответствии с разработанной для дикарбоцинанинов модели фотостимулированной перестройки структуры слоя за счет стереоизомеризации. Однако, наблюдаются отличия в соотношениях относительных концентраций компонентов разного строения и первоначальных углах ориентации. Последние может быть связано с увеличением длины молекулы при переходе от дикарбоцинанов к трикарбоцианинам.

СПЕКТРОСКОПИЯ КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ ДИНАМИКИ МОЛЕКУЛЯРНОГО ПОРЯДКА ПОЛИМЕРНЫХ ФОТОЭЛЕМЕНТОВ

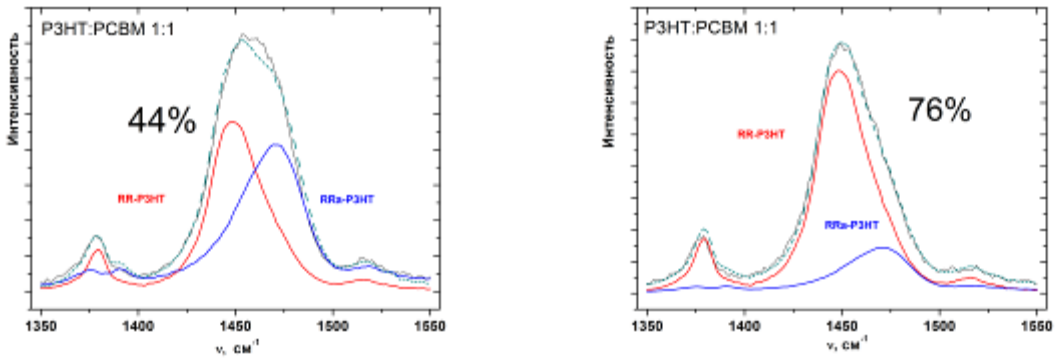
Фельдман Е.В., Бруевич В.В., Маннанов А.А., Паращук Д.Ю.

Физический факультет МГУ им. М. В. Ломоносова, Москва, Россия

В данной работе была исследована динамика упорядоченности молекул сопряженных полимеров в гетерогенных композициях во время термического отжига с помощью спектроскопии комбинационного рассеяния для оптимизации процесса обработки органических фотоэлементов и повышения их КПД.

Органические фотоэлементы (ОФЭ) обладают высоким потенциалом в солнечной энергетике будущего. Уже на сегодняшний день лучшие образцы полимерных ОФЭ достигли 10% КПД, и в дальнейшем этот показатель предполагается улучшить. Одним из ключевых параметров, определяющих эффективность ОФЭ, является морфология активного слоя на нано- и микромасштабах. В частности, конформация молекул в полупроводниковых полимерных материалах значительно влияет на оптоэлектронные свойства

В работе использована методика измерения динамики упорядоченности полимера поли-3-гексилтиофен (P3HT) в смесях с производными фуллеренов ($PC_{61}BM$ и $PC_{71}BM$) с помощью спектроскопии комбинационного рассеяния (КР) при термической обработке ОФЭ. В данной методике спектры КР образца измеряются непосредственно во время термообработки пленки. Затем эти спектры аппроксимируются суперпозицией спектров КР двух компонент: аморфной (RRa-P3HT) и квазикристаллической (упорядоченной) (RR-P3HT) фазы (Рис. 1), как это было предложено ранее[1].

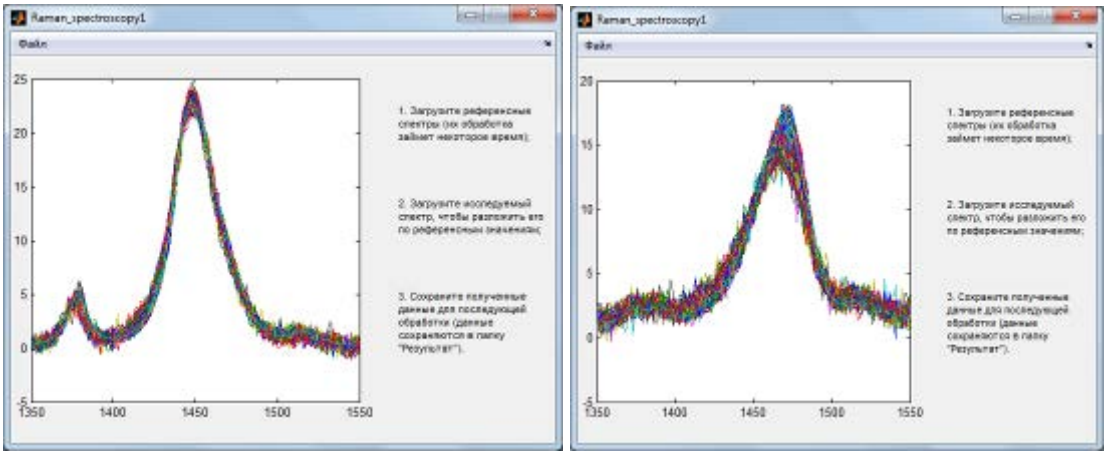


а) б)

Рис. 1. Спектры комбинационного рассеяния (C=C мод): а) неотожженного и б) отожженного образца P3HT:PCBM с весовыми спектрами КР RR-P3HT(красным) и RRa-P3HT(синим), с помощью которых были аппроксимированы экспериментальные графики.

Далее из соотношения компонент оценивается доля упорядоченной фазы полимера в каждый момент времени, позволяя тем самым получить динамику упорядоченности при термообработке. Специально для этого было написано приложение, аппроксимирующее экспериментальные спектры с помощью МНК (Рис. 2 и 3).

На Рис. 4. видно, что добавление акцептора нарушает упорядоченность молекул в RR-P3HT, но отжиг частично восстанавливает квазикристалличную фазу P3HT, Данный метод позволяет оптимизировать условия термического отжига смеси СП с фуллереном.



а) б)

Рис. 2. Загрузка референсных спектров а) RR-P3HT и б) RRa-P3HT для последующей обработки экспериментальных спектров методом наименьших квадратов

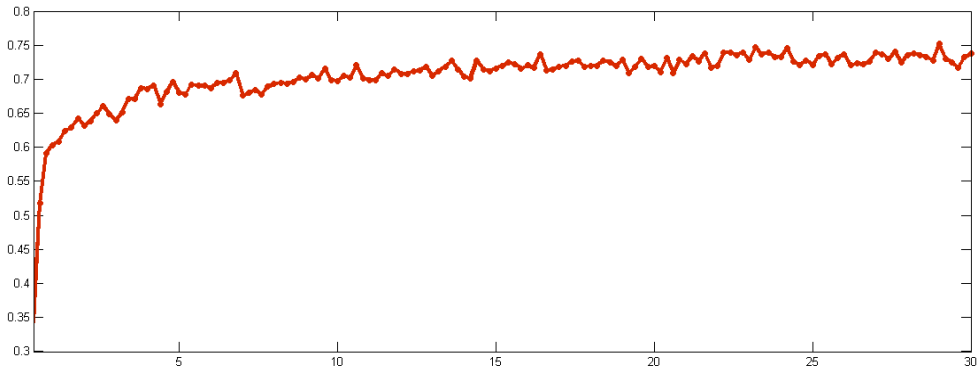


Рис. 3. Один из полученных экспериментальных графиков

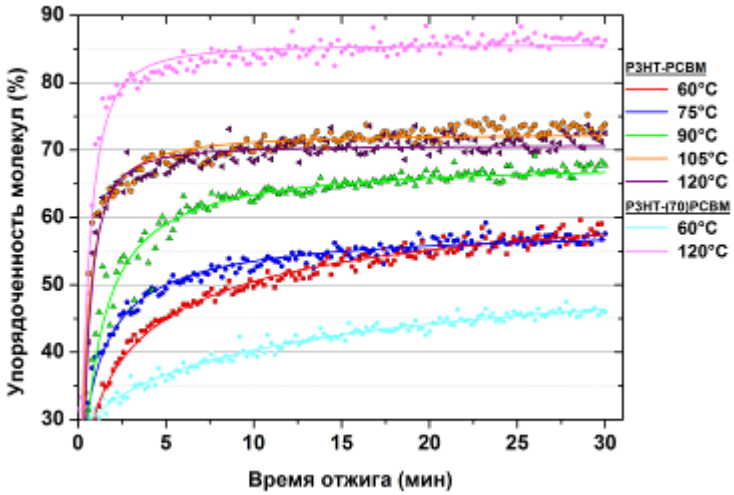


Рис. 4. Зависимость концентрации упорядоченной фазы P3HT в смеси P3HT:PCBM от времени (100% упорядоченности соответствует чистому полимеру RR-P3HT)

Для сопоставления степени молекулярного порядка полимера с эффективностью ОФЭ в нашей научной группе были произведены солнечные фотоэлементы с аналогичными параметрами, используемые в нашей технике. Были получены характеристики ОФЭ, изготовленных на основе изучаемых материалов, в том числе максимальная внешняя квантовая эффективность (ВКЭ) и КПД (Рис. 5).

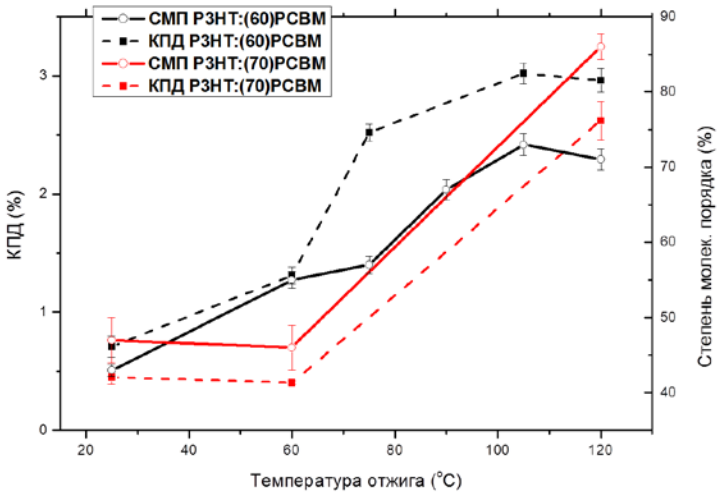


Рис. 5. Степень молекулярного порядка и КПД стандартного отжига готовых ОФЭ P3HT:PCBM

Проводя сравнение данных КПД ОФЭ с результатами по динамикам отжига при различных температурах, можно сделать вывод, что наблюдается хорошая корреляция упорядоченности полимера с эффективностью ОФЭ.

1. W.C. Tsoi, D.T. James, J.S. Kim, P.G. Nicholson, C.E. Murphy, D.D.C. Bradley, J. Nelson, J. Kim, *J. Am. Chem. Soc.*, **133**, pp. 9834–9843, (2011).

ВЛИЯНИЕ ПАРАМЕТРОВ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ЭФФЕКТИВНОСТЬ ИОНИЗАЦИИ НИТРОАРОМАТИЧЕСКИХ СОЕДИНЕНИЙ НА ПОВЕРХНОСТИ ПОРИСТОГО КРЕМНИЯ

Довженко Д.С., Кузищин Ю.А., Мартынов И.Л., Сипайло И.П., Чистяков А.А.

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», кафедра физики микро- и наносистем, Москва, Россия

В данной работе на примере тринитротолуола исследовалось влияние параметров лазерного излучения на эффективность образования ионов нитроароматических соединений при лазерно-стимулированной десорбции/ионизации с поверхности пористого кремния в условиях атмосферного давления. Для изучения состава продуктов ионизации использовался метод спектрометрии ионной подвижности.

В настоящее время актуальной задачей является улучшение методов экспресс анализа газовых сред на предмет наличия взрывчатых, наркотических, отравляющих веществ. В связи с этим широко развиваются соответствующие методы. Одним из наиболее перспективных является спектрометрия ионной подвижности[1], в которой успешно применяются источники ионов на основе лазерной десорбции/ионизации, в том числе с использованием пористого кремния[2] (ПК). Кроме того, метод лазерно-стимулированной десорбции/ионизации с поверхности ПК (DIOS) активно используется в масс-спектрометрии[3]. Поэтому в настоящее время большой интерес представляют работы по изучению влияния параметров лазерного излучения на процесс образования ионов молекул в методе DIOS.

В работе применялся продольный спектрометр ионной подвижности с ионным источником на основе метода DIOS. Исследования проводились на примере молекул тринитротолуола (ТНТ). Процесс ионизации происходил при атмосферном давлении. Во время эксперимента молекулы ТНТ предварительно сорбировались на поверхность ПК из газовой фазы. Для инициирования процесса десорбции/ионизации использовалось излучение различных гармоник YAG:Nd лазера.

Отдельное внимание было уделено исследованию эффективности процесса ионизации в зависимости от интенсивности лазерного излучения. Характерный вид зависимости амплитуды ионного сигнала от интенсивности лазерного излучения с длиной волны 266 нм представлен на рис.1. Анализ экспериментальных данных позволяет выделить три характерные области: область линейного роста, область насыщения и область спада ионного сигнала. Полученная зависимость коррелирует с литературными данными для масс-спектрометрических исследований[4] и позволяет выделить оптимальный диапазон интенсивности лазерного излучения.

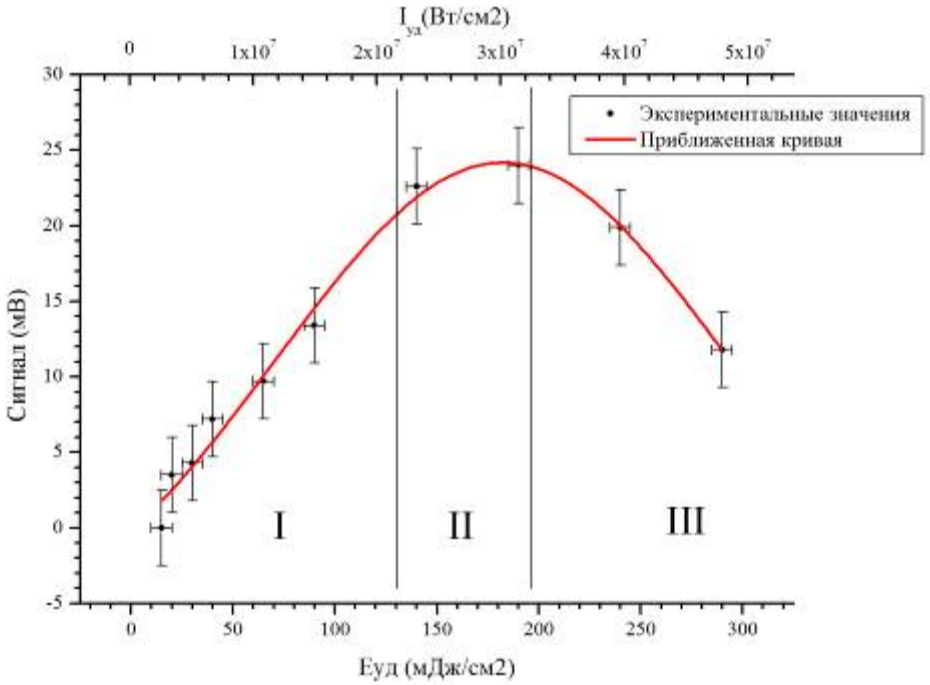


Рис. 1 Зависимость амплитуды отрицательных ионов ТНТ от интенсивности лазерного излучения

Кроме того, в работе были исследованы механизмы образования отрицательных ионов ТНТ при лазерной ионизации на поверхности ПК. В частности было показано, что, в отличие от лазерной ионизации в газовой фазе[5], механизм поверхностной лазерной ионизации на ПК не связан с комплексом ион-молекулярных реакций с участием молекул кислорода.

1. Г. Е. Котковский, А. В. Сычев, А. В. Тугаенко, А. А. Чистяков. Лазерный спектрометр приращения ионной подвижности. *Приборы и техника эксперимента.* 2011 г., **2**, стр. 119-125.

2. G.E. Kotkovskiy, Y.A. Kuzishchin, I.L. Martynov, A.A. Chistyakov, I.R. Nabiev. The Photophysics of Porous Silicon: Technological and Biomedical Implications. *Phys. Chem. Chem. Phys.*, 2012,**14**, 13890-13902

3. Wei J., Buriak J.M., Siuzdak G. Desorption – ionization mass spectrometry on porous silicon. *Nature*. 1999. Vol. **399**, № May. P. 243–246.

4. Trent R. Northen,a Hin-Koon Woo, Gary Siuzdak, others. High Surface Area of Porous Silicon Drives Desorption of Intact Molecules *J. Am. Soc. Mass Spectrom.* 2007, Vol. **18**, pp. 1945-1949.

5. И.Л. Мартынов, В.А. Караванский, Г.Е. Котковский, Ю.А. Кузищин, А.С. Цыбин, А.А. Чистяков. Спектрометр ионной подвижности с ионным источником на основе лазерного воздействия на пористый кремний. *Письма в ЖТФ*. 2011 г., Т.**37**, вып. 1, стр. 56-63.

СПЕКТРАЛЬНО-ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА НАНОКРИСТАЛЛОВ ГАЛОГЕНИДОВ МЕДИ В КАЛИЕВОАЛЮМОБОРАТНОЙ СТЕКЛООБРАЗНОЙ МАТРИЦЕ

Ширшнев П.С., Бабкина А.Н., Голубков В.В.*, Никоноров Н.В., Сидоров А.И., Цехомский В.А.

Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия
*Институт химии силикатов имени И.В.Гребенщикова Российской Академии Наук, Санкт-Петербург, Россия

В докладе представлена технология, а также люминесцентные, спектральные, физико-химические температурные свойства нового разработанного класса оптических материалов – калиевоалюмоборатных стекол с нанокристаллами CuCl.

В современном мире повышенный интерес проявляется к наноматериалам. В том числе к наностеклокерамикам. Наностеклокерамика – это стекло, в котором различными способами получают наночастицы, тем самым меняя свойства исходного стекла. Исследуемый в представленной работе материал – яркий тому пример. Это стекло с нанокристаллами CuCl. Сам по себе кристалл CuCl интересен с точки зрения применения в оптических устройствах – он обладает высокими нелинейно-оптическими и электрооптическими свойствами, обладает ярко выраженной границей оптического экситонного поглощения в ближнем ультрафиолетовом (УФ) диапазоне[1]. Но в то же время он гигроскопичен – то есть растворяется водой, в том числе атмосферной влагой. И, разумеется, ему присущ один из основных недостатков кристаллов, обусловленных их природой – его нужно довольно долго «растить». От проблем, описанных выше, можно избавиться, поместив такой кристалл в стеклообразную матрицу в виде нанофазы. Стекло будет защищать от атмосферной влаги, а в целом весь материал будет обладать оптическими свойствами как кристалла CuCl, так и стекла. Такие стекла были разработаны ещё в 70-80х годах прошлого века[1] - это натриевоборосиликатные стекла с нанокристаллами CuCl. В таких стеклах нанокристаллы CuCl получают с помощью термообработки[1]. Такие стекла фотохромны, то есть их пропускание уменьшается под действием света видимого и ближнего УФ-диапазона. Так как полоса оптического поглощения в ближнем УФ-диапазоне образована экситоном, то возможно «регулировать» её по длине волны с помощью изменения размеров нанокристаллов[1]. Так как температура плавления макрокристалла CuCl составляет[1] 430^{o}C, а температура стеклования натриевоборосиликатной матрицы - 500^{o}C, мы имеем дело с практически уникальной ситуацией в мире наностеклокерамик, когда температура плавления наночастиц существенно ниже, чем температура перехода в вязко-текучее состояние окружающей кристалл среды. То есть возможно исследовать зависимость оптических свойств нанофазы от температуры в как бы жестком прозрачном «каркасе». Таких исследований было довольно много[2-5]. Температура плавления нанофазы определялась по исчезновению экситонной полосы CuCl. Было показано, что температуры плавления исследуемой фазы лежат в области от 380^{o}C до 200^{o}C, причем имеется переохлаждение –

температура кристаллизации нанофазы не соответсвует её температуре плавления - разница составляла до сотни градусов.

Один из основных недостатков, препятствующих использованию всех «полезных» свойств натриевоборосиликатных стекол в оптической аппаратуре – это фотохромизм. В самом деле, какой смысл в оптическом материале, «отсекающем» вредную для глаз УФ-составляющую спектра, если в видимом диапазоне спустя минуту он становится непрозрачным? То же относится к его потенциальным электрооптическим, нелинейно-оптическим свойствам. Что касается люминесцентных свойств, то люминесценция «тушится» появляющимся в видимом диапазоне поглощением, опять-таки вследствие фотохромных свойств материала.

Авторами данной работы была создана[6] нефотохромная наностеклокерамика, содержащая нанокристаллы CuCl, а также были исследованы её физико-химические, оптические и люминесцентные свойства. Это калиевоалюмоборатное стекло с нанокристаллами CuCl (KAB). Была исследована зависимость спектров экситонного поглощения CuCl от температуры у данного материала. Температуры плавления нанокристаллов в KAB составляют от 100°C до 180°C, что существенно ниже, чем в стеклах ФХС. Температуры кристаллизации лежат в области от 50 °C до 30°C (!), что отличается от температур кристаллизации в ФХС-7 минимум на 100 градусов.

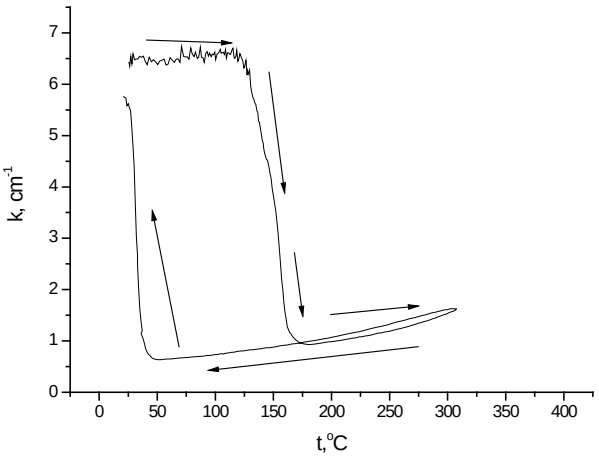


Рис. 1. Зависимость оптического поглощения на длине волны 368 нм от температуры

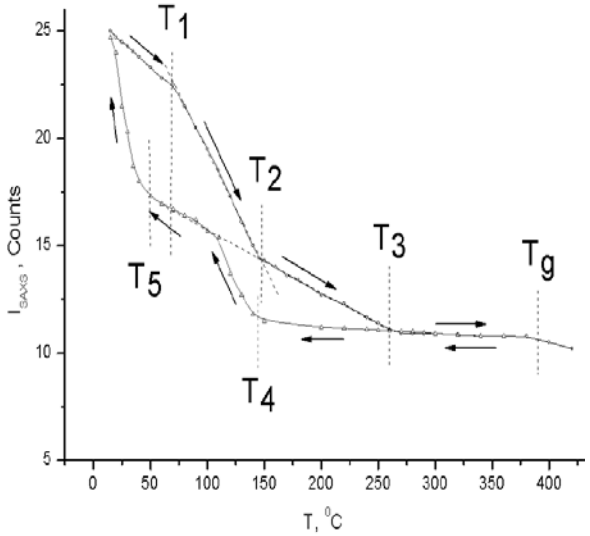


Рис. 2. Зависимость рентгеновского малоуглового рассеяния при угле измерения 10′ от температуры

На рисунке 1 представлена зависимость оптического поглощения на длине волны максимума экситонного поглощения. Видно, что полное плавление кристаллов CuCl происходит при температурах порядка 160^{o}C, а кристаллизация – при температуре 30^{o}C. На рисунке 2 показана зависимость малоуглового рентгеновского рассеяния при угле измерения 10′ от температуры. При плавлении кристаллов средняя плотность и рассеивающая способность материала понижается, то есть с помощью данного метода можно отслеживать плавление кристаллической фазы в материале. Как видно из сравнения данных по двум разным методам, температура плавления нанокристаллов CuCl действительно составляет 150^{o}C (T2 на рисунке 2), но помимо этой фазы, в материале существует ещё одна, полное плавление которой происходит при 250C(T3), а кристаллизация при температуре 150^{o}C -100^{o}C (T4). Такой фазой может быть K_2CuCl_3, не имеющий полос поглощения в исследуемом оптическом диапазоне. Нанокристаллы K_2CuCl_3 совместно с нанокристаллами CuCl могут образовывать так называемую эвтектическую систему. В такой системе при нагреве в зависимости от количественного соотношения кристаллов будет плавиться сначала одна фаза (CuCl), а затем и вторая (K_2CuCl_3), причем температуры плавления нанокристаллов в такой системе могут быть существенно ниже, чем по отдельности. Данные рентгеноструктурного анализа частично подтверждают наличие фазы K_2CuCl_3 в исследуемом стекле.

Также были исследованы люминесцентные свойства данного стекла в зависимости от температуры. При возбуждении на длине волны 405 нм был обнаружен сдвиг люминесценции в коротковолновую область спектра более чем на 100 нм (!) (рис 3). Предположительно люминесцируют кластеры $(Cu_2O)_n$.

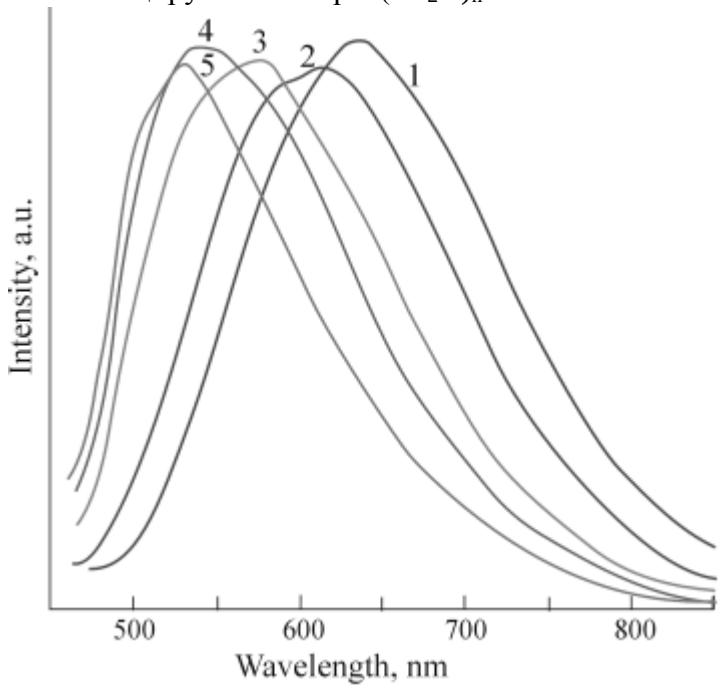


Рис. 2. Сдвиг люминесценции в коротковолновую область спектра при повышении температуры: от 20C(1) до 200C(5)

Полученные результаты могут быть применены в оптических высоконадежных датчиках температуры, в которых используется дублирующая схема измерения оптических параметров: как поглощения, так и температуры.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 12-02-31896 мол_а.

1. A. V. Dotsenko, L. B. Glebov, and V. A. Tsekhomsky, Physics and Chemistry of *Photochromic Glasses* (CRC Press, 1998)

2. В.И. Лейман, П.М. Валов, М.В. Максимов, О.Ю. Деркачева, Е.С. Марков. ФТТ **55**, *6*, 1161 (2013).

3. П.М. Валов, В.И. Лейман, В.М. Максимов, О.Ю. Деркачева. ФТТ **53**, 446 (2011).
4. П.М. Валов, В.И. Лейман. ФТТ **51**, 1607 (2009).
5. П.М. Валов, В.И. Лейман. ФТТ **49**, 1249 (2007)
6. Никоноров Н.В., Цехомский В.А., Ширшнев П.С., Патент, заявка 210150803 от 10.12.2010, решение о выдаче патента от 04.05.2012

ОСОБЕННОСТИ СПЕКТРОВ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ АЗОТНО-ВАКАНСИОННЫХ ЦЕНТРОВ ОКРАСКИ В КРИСТАЛЛАХ АЛМАЗА

Дмитриев А.К., Вершовский А.К.

Физико-Технический институт им. А.Ф. Иоффе
Российской Академии Наук, Санкт-Петербург, Россия

Исследованы спектры фотолюминесценции NV центров при их накачке коротковолновым видимым и ближним УФ излучением. Показано, что NV^0 центр, в отличие от NV^- центра, имеет линию поглощения в УФ диапазоне. Продемонстрирована инверсия бесфононной линии NV^- центра.

NV центры, т.е. азотно-вакансионные центры окраски в кристаллах алмаза, представляют огромный интерес для современной квантовой оптики, информатики, криптографии и магнитометрии. В первую очередь это относится к отрицательно заряженным NV^- центрам в силу возможности возбуждения и наблюдения в них оптически детектируемого магнитного резонанса[1].

Спектры фотолюминесценции (ФЛ) NV центров при их накачке коротковолновым видимым и ближним УФ излучением исследовались с целью проверки предположений о наличии у них линий (полос) поглощения в УФ области[2]. Работа выполнялась в Лазерном центре ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН. Спектры ФЛ снимались для двух образцов алмаза, предоставленных Физическим институтом имени П.Н. Лебедева РАН. Образцы были приготовлены в ФИАН следующим образом: синтетические алмазы марки SDB1085 60/70 (объем кристалла ~0.01 мм^3) производства компании Element Six подвергались облучению электронным пучком интенсивностью $5\cdot10^{18}$ эл/см^2 (образец 1) и ~10^{19} эл/см^2 (образец 2), после чего отжигались в течение двух часов в атмосфере аргона при температуре 800^{o}C.

В качестве источника накачки использовалась вторая гармоника перестраиваемого фемтосекундного Ti-Sa лазера MaiTai (345 ÷ 520 нм), сгенерированная удвоителем оптической частоты InspireBlue. Первая гармоника накачки дополнительно отсекалась оптическим фильтром. Луч юстировался системой зеркал, и фокусировался на образце с помощью линзы F=100 мм. Спектр регистрировался посредством спектрометра Ocean Optics. Мощность излучения на образце измерялась ваттметром, и с помощью аттенюатора поддерживалась на уровне ~5 мВт во всем диапазоне длин волн накачки.

Спектры ФЛ образцов 1 и 2 обнаруживают качественное сходство. На широкой полосе ФЛ выделяются узкие пики бесфононных линий (БФЛ), свидетельствующие о наличии в образцах электрически нейтральных NV^0 и отрицательно заряженных NV^- центров (длина волны БФЛ составляет 637 нм для NV^- центра и 575 нм – для NV^0 центра[3]).

Обработка спектров производилась посредством аппроксимации участков в окрестности пиков БФЛ суммой лоренцевских контуров и нелинейной подложки. Исследование зависимостей полученных таким образом амплитуд БФЛ от длины волны накачки позволило заключить, что NV^0 центр имеет дополнительную линию поглощения в УФ диапазоне, о чем свидетельствует рост как амплитуды БФЛ NV^0, так и интегральной интенсивности ФЛ при уменьшении длины волны накачки от 390 до 345 нм.

В отличие от NV^0 центра, NV^- центр не обнаруживает линий поглощения в ближней УФ области. Более того, при уменьшении длины волны накачки до 495 нм и далее наблюдается инверсия БФЛ в люминесценции на длине волны 637 нм, причем зависимость от длины волны накачки амплитуды БФЛ NV^- практически повторяет зависимость амплитуды БФЛ NV^0, но с обратным знаком (Рис. 1).

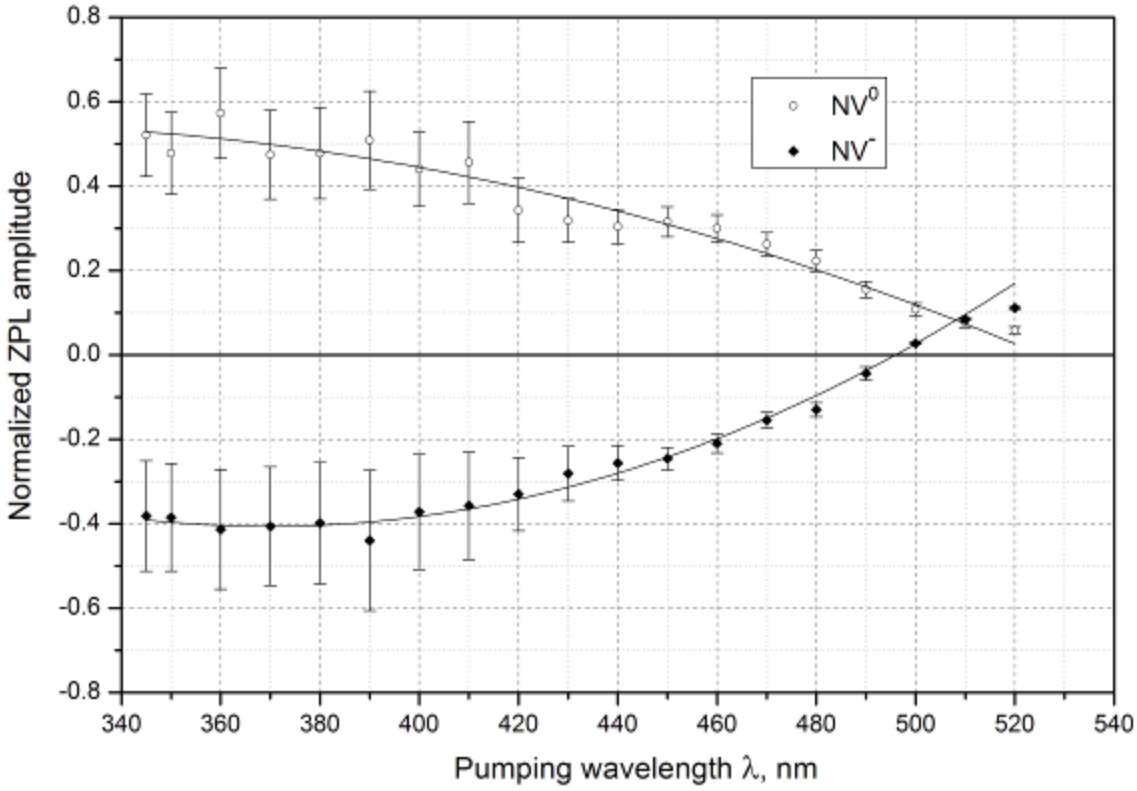


Рис. 1. Зависимость относительных амплитуд БФЛ NV^0 и NV^- центров от длины волны накачки (образец 1). Амплитуды нормализованы на среднюю амплитуду спектра ФЛ образца в спектральном интервале 550-900 нм.

Данный эффект может быть объяснен следующим образом: полоса спектра люминесценции каждого из NV центров окраски в алмазе при комнатной температуре смещена относительно полосы его спектра поглощения в красную область на 100 ÷ 120 нм; узкий пик БФЛ, видимый и в спектрах поглощения, и в спектрах люминесценции, расположен между этими полосами[4]. Поскольку характерные спектры NV^- центра смещены на 62 нм в красную область относительно спектров NV^0 центра, полоса излучения NV^0 центра перекрывает как БФЛ NV^- центра, так и (частично) широкую фононную полосу поглощения NV^- центра. Поэтому в условиях, когда NV^0 центры, поглощая УФ излучение накачки, переизлучают его в широкой полосе в области $\lambda \geq 575$ нм, NV^- центры эффективно поглощают переизлученный NV^0 центрами свет. Это поглощение, в частности, приводит к образованию узкого провала на длине волны 637 нм (БФЛ NV^-) в спектре суммарной ФЛ обоих центров.

Следовательно, при снижении длины волны накачки до 390 нм и далее, люминесценция NV^0 центров начинает играть роль источника эффективной широкополосной накачки для NV^- центров. Таким способом может быть осуществлена изотропная косвенная оптическая УФ накачка NV^- центров в актуальных задачах квантовой информатики и магнитометрии.

Авторы благодарят В.Л. Величанского и С.А. Зиброва (ФИАН) за предоставленные образцы и полезные дискуссии.

1. J. M. Taylor, P. Cappellaro, L. Childress, L. Jiang, D. Budker, P. R. Hemmer, A. Yacoby, R. Walsworth, M. D. Lukin, Nat. Phys. **4**, pp.810-816, (2008).

2. В.А. Астапенко, А.С. Батурин, В.Л. Величанский, С.А. Зибров, Е.В. Коростылёв, Л.П. Суханов, Наноструктуры. Математическая физика и моделирование, **8,** № 1, с.17-30, (2013).

3. A. M. Zaitsev, Optical Properties of Diamond, Springer-Verlag, Berlin, (2001).

4. Acosta V.M., Doctoral Thesises, University of California, Berkeley, (2011).

РЕНТГЕНОВСКАЯ ПРЕЛОМЛЯЮЩАЯ ОПТИКА: СОСТОЯНИЕ И ПЕРСПЕКТИВЫ

Петров П.В., Мудрецов И.Л., Яскевич Ю.Р., Кольчевский Н.Н.

Белорусский государственный университет, Минск, Республика Беларусь

Рассматривается история появления и развития рентгеновской преломляющей оптики. Анализируются предельные возможности существующих преломляющих линз и перспективные направления развития преломляющей рентгеновской оптики.

Для рентгеновского диапазона длин волн традиционная оптика видимого света практически не применима, поскольку как в однородной, так и в неоднородной среде рентгеновские лучи распространяются со скоростью, исключительно близкой к скорости света в вакууме. При этом показатель преломления среды в рентгеновской области спектра имеет комплексный вид и рассчитывается по формуле (1).

$$n = 1 - \delta - i\beta, \qquad (1)$$

где δ – единичный декремент показателя преломления n, $1 >> \delta > 0$; β – величина характеризующая поглощение излучения средой, как правило, $\beta << 1$, $\beta < \delta$.

В спектре электромагнитных длин волн диапазон рентгеновского излучения расположен в границах от 300 до 0,1 ангстрем. Традиционно данный диапазон длин волн разделяется на мягкий рентген (300 – 2 ангстрема) и жесткий (2 – 0,1 ангстрем).

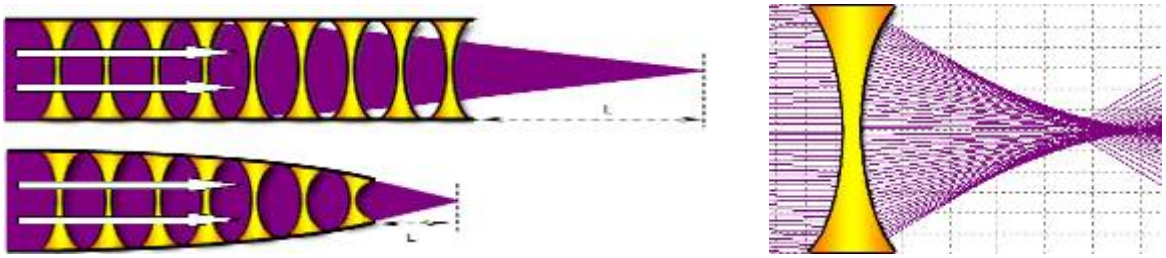
Малая длинна волны излучения приводит к преобладанию дифракционных методов расчета взаимодействия излучения с веществом. Традиционно рентгеновские методы ассоциируются с дифракционным анализом кристаллов и спектроскопией. Основными рентгенооптическими элементами являются кристаллы-монохроматоры, зеркала скользящего падения и зонные пластинки. Применение преломляющей оптики до настоящего времени считалось не эффективным в связи со значительным поглощением рентгеновского излучения веществом и близостью действительной части показателя преломления к единице. До 1996 года не существовало экспериментальных доказательств возможности создания преломляющей линзы для рентгеновского излучения.

Развитие источников рентгеновского излучения идет по пути уменьшения длины волны. Уменьшение длины волны ужесточает требования к качеству изготовления дифракционных оптических элементов (зонных пластинок) и делает практически невозможным создание эффективной оптики скользящего отражения.

С 1948 года рассматривалась идея создания преломляющих рентгеновских линз[1]. Для рентгеновского излучения с длиной волны порядка единиц ангстрем показатель преломления n характеризуется величиной не превышающей 10^{-5} – 10^{-4}. Поскольку показатель преломления меньше единицы преломляющая линза для рентгеновского излучения представляет собой микролинзу с двояковогнутой формой. Такая линза должна иметь радиус менее 1 мм и фокусное расстояние десятки метров. Пропускание линзы менее 1% и эффективный радиус линзы менее 0,1 апертуры линзы.

Уменьшить фокусное расстояние можно применяя большое число микролинз, при этом существенно уменьшается пропускание линзы и эффективный радиус. Типичные значения апертуры данной микролинзы составляют 10 – 500 мкм, при этом её фокусные расстояния составляют от единиц до десятков метров. Полученную линзу (рис.1) назвали составной преломляющей линзой (compound refractive lens, CRL).

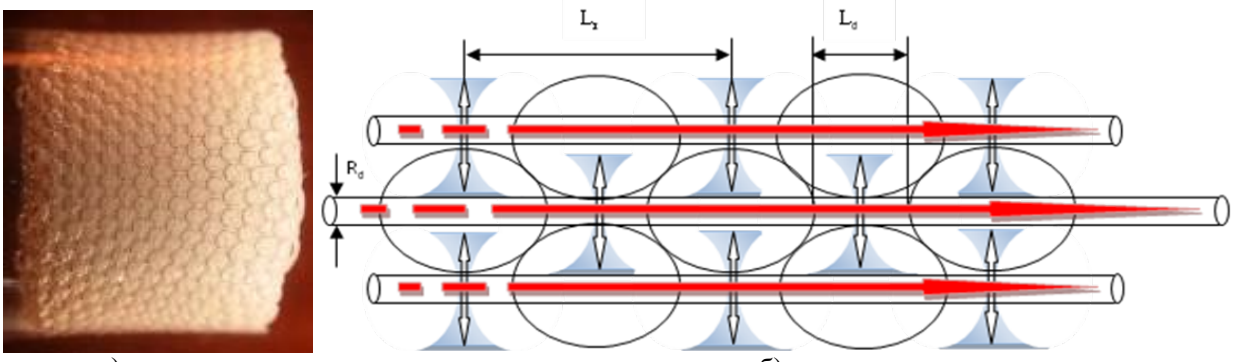
Первый патент[2] на преломляющие линзы[3] появился в 1994 году и в 1996 году экспериментально продемонстрирована фокусировка рентгеновского излучения[4]. В настоящее время известно более десяти конструкций преломляющих рентгеновских линз.



а) б)

Рис. 1. а) CRL, адиабатическая линза, б) отдельная фокусирующая рентгеновская микролинза.

На сегодня весь ряд модификаций рентгеновских линз можно разделить на одномерные, двухмерные и трехмерные фокусирующие линзы. Одномерные фокусирующие линзы представляют собой плоскостные параболические конструкции[5], которые способны фокусировать или коллимировать рентгеновские лучи. Двухмерные фокусирующие линзы представляют собой систему из отверстий в материале[4] (в одной из разновидностей данной линзы отверстия просверливаются в двух перпендикулярных друг к другу плоскостях), составные параболические линзы[6], линзу-аллигатор[7], линза-клессидра[8], составная линза-киноформ[9], планарные рентгеновские линзы[10], микрокапиллярные преломляющие линзы[11], адиабатические линзы[12], которые могут создавать рентгеновские снимки. Трехмерные фокусирующие линзы представляют собой пространственные трехмерные массивы из линз, к которым можно отнести метаматериалы и 3D-линзу[13](рис. 2), изготовленную на их основе.



а) б)

Рис. 2. 3D-линза: а) фотография образца, б) модель распространения рентгеновского излучения

Основные экспериментальные исследования ведутся на синхротронах третьего поколения; на мощных импульсных источниках излучения и микрофокусных рентгеновских трубках. Это позволяет достичь приемлемых значений усиления и увеличения интенсивности рентгеновского излучения. Основные эксперименты направлены на фокусировку излучения и получения наноразмерных фокусных пятен. В настоящее время на основе преломляющих линз построены рентгеновские микроскопы. Применение преломляющих линз позволило улучшить чувствительность методов малого углового рассеяния. Однако, данные эксперименты не являются массовыми и качество полученных результатов напрямую зависит от качества изготовленных линз. Линзы работают в условиях высокой радиационной и тепловой нагрузки, что приводит к их

структурной деградации. В настоящее время ведутся поиски идеальной конструкции преломляющей рентгеновской линзы, устойчивой к действию рентгеновского излучения, обладающей высоким коэффициентом пропускания, с фокусным расстоянием менее 1 см и апертурой более 1 см.

Авторским коллективом с 1999 года разработаны и исследованы три оригинальные конструкции рентгеновских преломляющих линз: микрокапиллярная линза[11], адиабатическая микрокапиллярная линза[14], 3D-линза[13]. Рентгеновская микрокапиллярная линза успешно испытана на синхротронном, плазменном источниках и рентгеновских трубках. В данной работе обобщаются результаты теоретического и экспериментального исследования разработанных линз. Обсуждаются их структурные особенности и технологии их изготовления. Анализируются предельные возможности существующих преломляющих линз и перспективные направления развития преломляющей рентгеновской оптики

1. Toshihisa Tomie, *The birth of the X-ray refractive lens*, Spectrochimica Acts Part B, pp 192-198, (2010).

2. T. Tomie, *X-ray lens*, Japanese Patent 1994000045288, priority 18.02.1994, (1996)

3. S. Suehiroh, Miyajih, Hayashi, *Refractive lens for X-ray focus*, Nature v. **352**, pp. 385-386 (August 1991).

4. A.Snigirev, V.Kohn, I.Snigireva, B.Lengeler, Nature, V. **384**., P.49, (1996).

5. B. Lengeler, C. Schroer, J. Tümmler, B. Benner, M. Richwin, A. Snigirev, I. Snigireva, and M. Drakopoulos, *Imaging by parabolic refractive lenses in the hard X-ray range*, J. Synchrotron Rad. vol. **6**, pp. 1153-1167, (1999)

6. V. Nazmov, E. Reznikova, A. Somogyi, J. Mohr, V. Saile, Planar sets of cross x-ray refractive lenses from SU-8 polymer, Proceedings of SPIE, vol. **5539**, pp. 235-243, (2004)

7. W. Jark, *A simple x-ray monochromator based on an alligator lens*, X-Ray Spectrom.,vol **33**, pp. 455–461, (2004)

8. W. Jark, F. Pérennès, M. Matteucci, L. De Caro, *CLESSIDRA: focusing hard x-rays efficiently with small prism arrays*, Modern Developments in X-Ray and Neutron Optics, Springer Series in Optical Sciences , vol. **137**, pp. 331-351, Springer, (2008)

9. K. Evans-Lutterodt, A. Stein, J. M. Ablett, and N. Bozovic, *Using Compound Kinoform Hard-X-Ray Lenses to Exceed the Critical Angle Limit*, Phys. Rev. Lett. p. 99, **134801** (2007)

10. V. Aristov, M. Grigoriev, S. Kuznetsov, L. Shabelnikov, V. Yunkin, *X-ray refractive planar lens with minimized absorption*, Applied physics letters v. **77**, n. **24**, p. 4058-4060, (2000).

11. Yu. I. Dudchik and N. N. Kolchevsky, *A microcapillary lens for X-rays*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., vol. **A 421**, p. 361, (1998).

12. C. G. Schroer, B. Lengeler, *Focusing Hard X Rays to Nanometer Dimensions by Adiabatically Focusing Lenses*, Phys. Rev. Lett. P.94, **054802** (2005).

13. И.В. Жданович, И.Л., Мудрецов, П.В. Петров, Н.Н. Кольчевский, *Расчет геометрических характеристик 3D-линзы*, Молодежь в науке – 2012: прил. к журн. «Весці Нацыянальнай акадэміі навук Беларусі» В **5 ч. Ч 3.**, сер. физ.- мат. наук/ Нац. акад. наук Беларуси, с. 88-90, (2013).

14. Петров П. В., Большаков А. А., Кольчевский Н. Н. *Расчет профиля адиабатичской микрокапиллярной линзы* // Вестник БГУ Серия 1: Физ. Мат. Информ. **№1**, с. 44-47, (2009)

ЭЛЛИПСОМЕТРИЧЕСКАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ОПАЛОПОДОБНЫХ ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛОВ В УСЛОВИЯХ РЕЗОНАНСНОЙ БРЭГГОВСКОЙ ДИФРАКЦИИ

Уклеев Т.А.[1,2], Гуревич А.С.[1,2], Шевченко Н.Н.[3], Меньшикова А.Ю.[3], Селькин А.В.[1,2]

[1]Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург
[2]Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург
[3]Институт высокомолекулярных соединений РАН, Санкт-Петербург

Физическая оптика и спектроскопия, устный

Впервые выполнены эллипсометрические измерения спектров брэгговского отражения света от трехмерных фотонных кристаллов в условиях, когда проявляются эффекты многоволновой дифракции света. Проанализированы спектры параметров Стокса и фазового сдвига Δ между s- и p-компонентами поляризации дифрагированного света. Обнаружено уменьшение полной степени поляризации отраженного света в области фотонной стоп-зоны, связанное со структурным разупорядочением фотоннокристаллического образца.

Эллипсометрические методики, как правило, применяются в экспериментальных исследованиях разнообразных приповерхностных и объёмных твердотельных структур[1], но практически не использовались при изучении фотонных кристаллов (ФК), которые являются объектом повышенного научного и практического интереса на протяжении последних 20 лет[2]. В настоящей работе мы впервые представляем результаты комплексных экспериментальных и теоретических исследований трехмерных (3D) ФК методами эллипсометрии и обсуждаем новые данные о параметрах светового поля, отраженного от реальной структурированной поверхности ФК. Рассматриваемые опалоподобные ФК структуры особенно интересны для изучения эллипсометрическими методами, поскольку являются наиболее изученными модельными объектами среди 3D ФК, а также демонстрируют яркие резонансные эффекты, связанные с брэгговской дифракцией света. Мы анализируем новые оптические эффекты, наблюдаемые в спектрах амплитуды и фазы коэффициентов отражения в области брэгговских резонансов, обращая особое внимание на особенности, обусловленные многомодовым характером распространения света внутри ФК в условиях многоволновой брэгговской дифракции[3-5].

Для проведения экспериментальных исследований были использованы опалоподобные ФК, изготовленные из монодисперсных глобул полистирола, упакованных в тонкие плёнки толщиной около 5 мкм. Частицы полистирола были синтезированы путём безэмульгаторной сополимеризации стирола с метакриловой кислотой под действием персульфата калия. Дисперсия по размерам глобул составляла менее 2%. Измерения спектров брэгговского отражения производились при различных углах падения света на латеральную (111) плоскость плёнки ФК. Эллипсометрические измерения были проведены с помощью лабораторного спектрального эллипсометра, собранного по схеме на основе вращающегося компенсатора[6] и позволяющего измерять все 4 параметра Стокса в спектральном диапазоне от 230 до 1600 нм с плавной регулировкой угла падения от 45° до 90°.

При проведении всех измерений плоскость падения света была ориентирована перпендикулярно к наклонным кристаллическим плоскостям (11-1). Такая геометрия эксперимента позволяет в спектральной области нижайшей по энергии стоп-зоне ФК пренебречь недиагональными элементами r_{ps} и r_{sp} матрицы коэффициента отражения и рассматривать только комплексные коэффициенты $r_{p\equiv}r_{pp}$ и $r_{s\equiv}r_{ss}$. Тогда предметом

эллипсометрического анализа является относительная амплитуда $\rho = r_p/r_s = |\rho|\exp(i\Delta)$, определяемая стандартными эллипсометрическими параметрами $|\rho|$ и Δ.

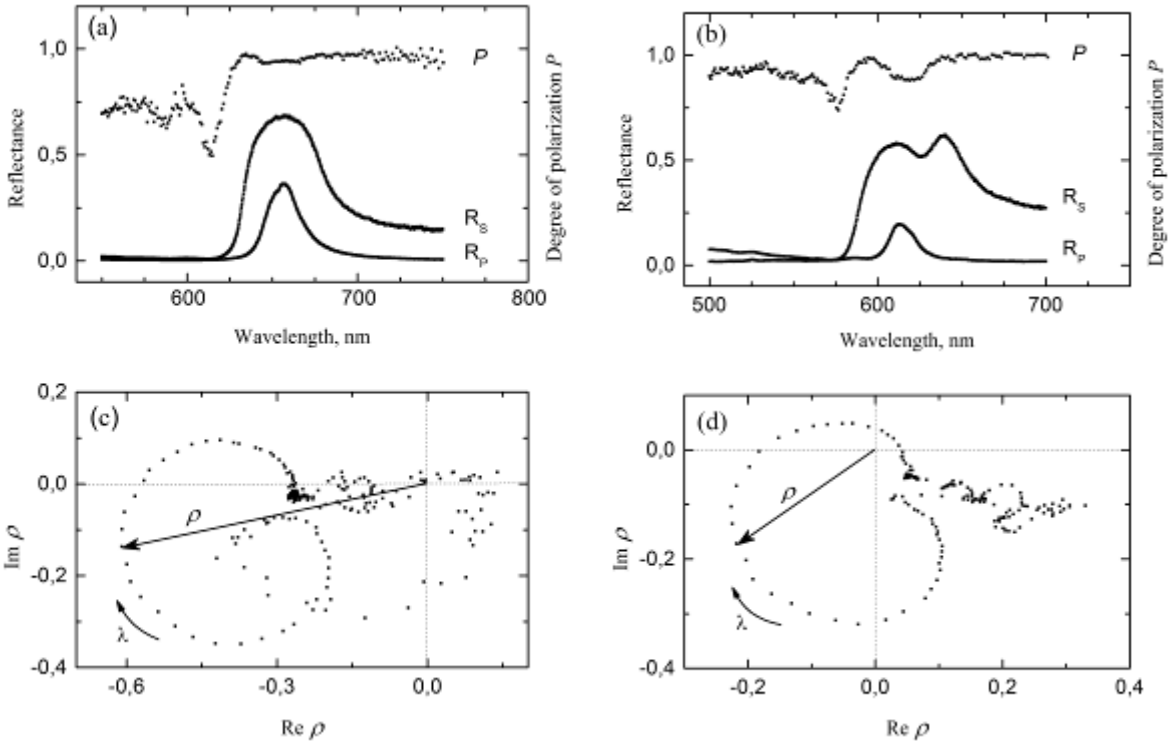


Рис. 1. (сверху) Спектры брэгговского отражения R_p и R_s от опалоподобного ФК для углов падения $\theta=45^o$(a) и $\theta=56^o$(b) в сравнении со степенью поляризации P. (снизу) Соответствующее верхним рисункам параметрическое представление комплексной относительной амплитуды $\rho = r_p/r_s$ в спектральной области 450-750 нм.

На Рис. 1 представлены спектры брэгговского отражения для двух поляризаций падающего света $R_s=|r_s|^2$ и $R_p=|r_p|^2$ при двух углах падения: $\theta=45^o$ (Рис. 1a) и $\theta=56^o$ (Рис. 1b). Спектр R_s при $\theta=56^o$ демонстрирует дублетную структуру, которая связана с возбуждением дополнительных мод в ФК в условиях многоволновой брэгговской дифракции[3-5]. На Рис. 1c и 1d представлены соответствующие верхним панелям данные эллипсометрических измерений в форме диаграмм Аргана для комплексной переменной ρ с длиной волны λ в качестве параметра. Вектор ρ на комплексной плоскости описывает замкнутый контур с одной (Рис. 1c) или двумя (Рис. 1d) петлями.

Проанализировав формы и спектральные положения пиков брэгговского отражения при различных углах падения (в соответствии с методикой[3,4]), мы определили оптические и структурные параметры образцов. Были получены следующие значения параметров: усреднённое расстояние между соседними полистирольными глобулами в латеральной плоскости a_{00} = 326.4 нм, средняя диэлектрическая проницаемость ε_0 = 2.165, коэффициент одноосной деформации в направлении [111] η = 0.95, коэффициент заполнения f_0 = 0.77. Мы применили модель трёхзонного смешивания[3] в теории динамической дифракции[5] и приближение планарной структуры[3,4] к данным по спектральным зависимостям $|\rho|$ и Δ, используя полученные параметры ФК. Оказалось, что теория, которая хорошо описывает энергетические коэффициенты отражения, сталкивается с трудностями в попытках объяснить особенности поведения Δ. Поэтому мы проанализировали спектры $|\rho|$ и Δ с учетом параметров Стокса S_0, S_1, S_2 и S_3, что позволило определить степень поляризации P отражённого света[1]. На Рис. 1 зависимость P от длины волны представлена для углов падения $\theta=45^o$ и $\theta=56^o$ (Рис. 1a и 1b соответственно). В обоих случаях уменьшение P наблюдается на коротковолновом плече контура брэгговского отражения. При более детальном рассмотрении можно сделать

вывод, что степень поляризации достигает минимума в той спектральной области, в которой отражение стремится к нулю. Кроме того, как видно из Рис. 1c, при угле падения $\theta=45^o$ существует длина волны, на которой фазовый сдвиг Δ испытывает резкий скачок на 180^0 в области $|\rho|=0$. Иначе говоря, на этой длине волны наблюдается эффект с участием брэгговского резонанса, аналогичный эффекту Брюстера. Уменьшение степени поляризации в области минимума отражения можно объяснить относительным усилением диффузной компоненты рассеянного света, которая зависит от степени беспорядка в ФК. Поэтому становится понятной причина того, что упомянутые выше теоретические подходы не позволяют достаточно точно описать результаты обсуждаемых эллипсометрических измерений.

Представленные результаты показывают, что при помощи спектральной эллипсометрии можно получить существенно новую информацию об оптических свойствах ФК. Проанализировав спектральные зависимости эллипсометрических параметров, мы можем заключить, что беспорядок в периодической структуре ФК играет важную роль в формировании комплексных коэффициентов отражения. Данный вывод подтверждается тем фактом, что степень поляризации отражённого света оказывается меньше 100% в спектральной области брэгговского резонанса.

Работа выполнена при поддержке программы развития Санкт-Петербургского государственного университета (11.37.23.2011), программы “Фундаментальные проблемы фотоники и физики новых оптических материалов” отделения физических наук РАН и гранта РФФИ № 13-03-00741 А.

1. H.G. Tompkins and E.A. Irene (eds.), *Handbook of ellipsometry*, William Andrew, Springer (2005).
2. J.F. Galisteo-López, M. Ibisate, R. Sapienza, L.S. Froufe-Pérez, Á. Blanco, and C. López, *Adv. Matter* **23**, No.1, 30 (2011).
3. A. V. Sel’kin, Proc. of 12th Symp. “*Nanostructures: Physics and Technology*” (St. Petersburg, Russia, 2004), Ioffe Istitute, 111 (2004).
4. A.G. Bazhenova, A.V. Sel’kin, A.Yu. Men’shikova, and N.N. Shevchenko, *Physics of the Solid State* **49**, No.11, 2109 (2007).
5. V.G. Fedotov, A.V. Sel’kin, T.A. Ukleev, A.Yu. Men’shikova, and N.N. Shevchenko, *Phys. Status Solidi B* **248**, No.9, 2175 (2011).
6. J. Lee, P.I. Rovira, Ilsin An, R.W. Collins. *Rev. Sci. Instrum*. **69**, No.4, 1800 (1998).

РАЗРЕШАЮЩАЯ СПОСОБНОСТЬ ПРЕЛОМЛЯЮЩИХ РЕНТГЕНОВСКИХ ЛИНЗ

Мудрецов И.Л., Яскевич Ю.Р., Кравченко О.И., Сорока И.И., Чембровский А.Г., Колесник А.С., Петров П.В., Кольчевский Н.Н.

Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь

Преломляющая рентгеновская линза представляет собой большое число отдельных микролинз. Учет поглощения приводит к уменьшению числовой апертуры и разрешающей способности. В работе представлены результаты расчетов дифракции Фраунгофера для преломляющей рентгеновской линзы.

Преломляющая рентгеновская оптика является перспективной основой для создания методов неразрушающего контроля в жестком рентгеновском диапазоне (энергия фотонов более 5 кэВ, длина волны менее 1А). Возможности преломляющей оптики,

экспериментально продемонстрированные в 1996 году[1], позволяют надеется на создание эффективных рентгеновских микроскопов, имеющих в качестве объектива преломляющую линзу с фокусным расстоянием менее 1см, радиусом более 1 мм и пропусканием порядка 10% в диапазоне энергий фотонов 5-150кэВ. В настоящее время, основные усилия направлены на увеличение пропускания и оптической силы преломляющей линзы.

Разрешающая способность линзы, ограничена дифракцией света, в результате которой изображение бесконечно малой светящейся точки имеет вид яркого пятна (диск Эри) окруженного концентрическими тёмными и светлыми кольцами постепенно убывающей яркости. Диаметр диска Эри, в котором сосредоточено 84% всей энергии точки, имеет величину[4]:

$$d_э = \frac{1.22\lambda}{A} \qquad (1)$$

где λ – длина волны света, A – числовая апертура.

Диск Эйри возникает из-за дифракции параллельного пучка света (дифракция Фраунгофера) на круглом отверстии в непрозрачном экране. Преломляющая линза является полупрозрачной для рентгеновского излучения. Задача дифракции Фраунгофера на круглом отверстии должна решаться с учетом функции пропускания рентгеновской линзы. Разрешающая способность линзы или размер диска Эйри будут зависеть от формы линзы, коэффициента поглощения материала линзы.

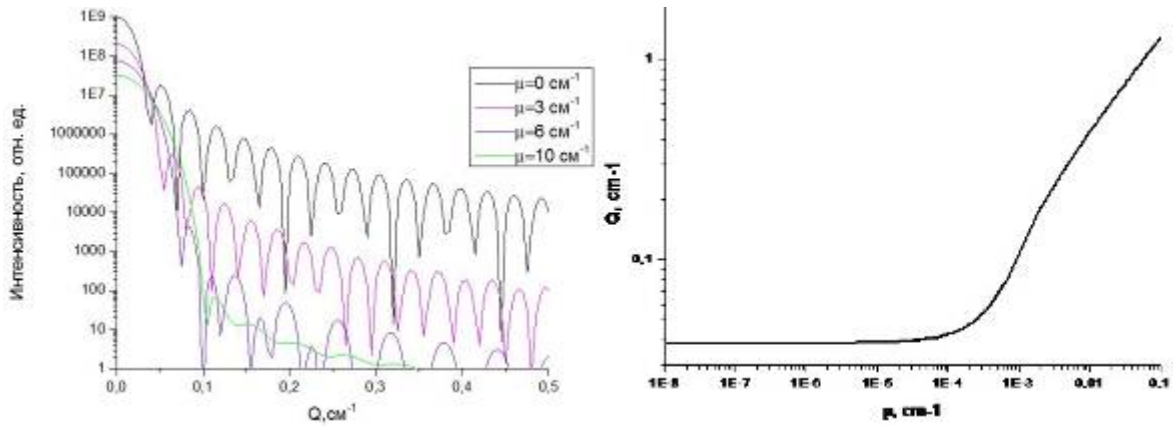
Для рентгеновского спектра, фокусирующей линзой будет двояковогнутая, т.к. действительная часть комплексного показателя преломления меньше 1. Минимум поглощения приходиться на центральную часть линзы, а края линзы в большинстве экспериментов не пропускают рентгеновское излучение. Рентгеновская преломляющая линза представляет собой составную линзу, представленную в виде соосных микролинз. Это обусловлено малым показателем преломления.

Предлагается решить задачу дифракции Фраунгофера для преломляющей линзы в приближении тонкой линзы с измененным комплексным показателем преломления[3]:

$$n = 1 - \delta N + i\beta N \qquad (2)$$

Распределение интенсивности в фокальной плоскости будет описываться интегральным выражением[3]:

$$I(x) = \left(\int_0^R \int_0^{2\pi} U e^{-\mu L(x)} e^{-iqr\cos(\varphi)} d\varphi dr\right)^2 \qquad (3)$$



(а) (б)

Рис.1. а) Распределение интенсивности в фокусной плоскости преломляющей рентгеновской линзы, б) Зависимость размера диска Эйри от линейного коэффициента поглощения

Установлено, что при малом линейном коэффициенте поглощения материала (RNμ << 1), его учет при расчете результата распределения интенсивности в фокальной

плоскости преломляющей рентгеновской линзы не приводит к значительным изменениям интенсивности дифракционных пиков и значительному их смещению. Так же это не вызывает уменьшение размера эффективной диафрагмы.

При учете большего линейного коэффициента поглощения материала ($RN\mu > 0,1$), наблюдается уменьшение эффективного радиуса диафрагмы, уменьшение дифракционных пиков и увеличение их размеров.

При больших значениях линейного коэффициента поглощения материала ($RN\mu>1$) , характер дифракционной картины меняется. Распределение интенсивности в фокальной плоскости характеризуется монотонно убывающей функцией. Дифракционная картина описывается центральным максимумом, размер эффективной диафрагмы пропорционален $\mu^{-1/2}$.

1. A. Snigirev, V. Kohn, I. Snigireva and B. Lengeler,// *Nature (London). **384**. P.49., (1996)*
2. Yu.I Dudchik., N.N. Kolchevsky // Nucl.*Instrum. Meth. A. Vol.**421**. P.361., (1999)*
3. И.Л. Мудрецов, И.В.Жданович, П.В. Петров, Н.Н. Кольчевский, // *Дифракция рентгеновского излучения на преломляющей рентгеновской линзе, 3. (2012)*
4. Г.С. Ландсберг // *Оптика, с. 848 (2003)*

ОЦЕНКА ДЛИНЫ ЦУГА И ВРЕМЕНИ ИЗЛУЧЕНИЯ ФОТОНА ПО ДАННЫМ ОПЫТОВ ВИНЕРА

Шварцвальд А.И.

Университет города Переславля им. А.К Айламазяна, г. Переславль-Залесский, Россия

Относительно длины цуга и времени излучения фотона существуют совершенно разноречивые данные. Эти величины получены путём расчёта модели электродинамического осциллятора, совершающего затухающие колебания. Данные об экспериментальном определении указанных величин не найдены. В докладе сделана попытка оценить длину цуга и время излучения фотона с использованием результатов известных опытов Винера [1] применительно к электромагнитной модели фотона.

Винер изучал интерференцию при отражении от плоского зеркала нормально падающих монохромных некогерентных световых лучей и образование стоячих волн вблизи отражающей поверхности.

В докладе рассмотрен процесс отражения электромагнитной модели фотона от плоского зеркала при нормальном падении. В этих условиях отражённая часть цуга фотона движется в нормальном направлении навстречу падающей части цуга. Два встречных электромагнитных возмущения интерферируют на отрезке встречного движения частей цуга. Длина участка интерференции изменяется за время отражения цуга от 0 до $l/2$ и снова до 0, где l – длина цуга фотона.

Винер помещал стеклянную пластинку с очень тонким ($1/30\ \lambda$) практически прозрачным фотослоем под углом $\approx 1'$ к серебряному зеркалу, что позволяло растянуть расстояния между линиями пучностей стоячих волн на фотопластинке до видимых. При этом фотослой был обращён к зеркалу, и одно ребро фотопластинки находилось в непосредственном контакте с

зеркалом. Монохроматический пучок света падал нормально к поверхности зеркала. В этих опытах показано наличие стоячих волн вблизи поверхности металлического зеркала.

В опыте № 4 Винер наносил на одну половину поверхности стеклянной пластинки толщиной 1,5 *мм* светочувствительный слой на одну сторону, а на вторую часть пластики – на другую сторону. Эта фотопластинка размещалась непокрытой светочувствительным слоем поверхностью непосредственно к зеркалу. Светочувствительный слой этой части пластинки находился на расстоянии 1,5 *мм* от зеркала, а светочувствительный слой другой части – вблизи зеркала на расстоянии, определяемом углом между пластинкой и зеркалом.

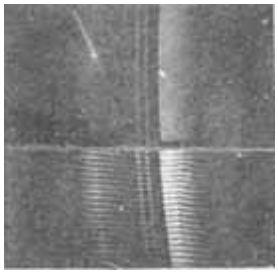


Рис. **1**. Фотография опыта № 4 из статьи Винера

На фотографии чётко видна граница между областью интерференции и областью простой засветки пластинки. Винер сообщает, что при очень внимательном рассмотрении верхней части подлинной фотографии можно было увидеть очень слабые линии интерференции, а на полиграфических отпечатках в журнале этот эффект не заметен.

Мы предположили, что на расстоянии 1,5 *мм* время интерференции каждого фотона было очень мало по сравнению с областью непосредственно примыкающей к зеркалу, а верхняя граница интерференционного слоя находилась на расстоянии незначительно большем 1,5 *мм*.

Длина волны в эксперименте Винера определена по описанию опытов равной 371 *нм*. С учётом показателя преломления стекла длина цуга фотона в воздухе определена равной 12300 длин волн или 4,56 *мм,* а время излучения фотона равным $1{,}52 \cdot 10^{-11}$ *с*.

Из результатов расчёта экспериментальных данных Винера сделан вывод о неприменимости модели классического осциллятора, совершающего затухающие колебания, к процессу излучения фотона при орбитальном переходе электрона в атоме.

1. O. Wiener. *Annalen der Phusik und Chemie*, **40**, 6, p.203-243 (1890).

АНТИЗЕРКАЛЬНОЕ ОТРАЖЕНИЕ В БРЭГГОВСКОМ ВОЛНОВОДЕ

Шапочкин П.Ю., Капитонов Ю.В., Козлов Г.Г.

Санкт-Петербургский государственный университет

Проведено исследование эффекта антизеркального отражения, возникающего вблизи края брэгговской волноводной структуры. Для описания распространения света в волноводе предложена модель эффективной струны, с помощью которой получено угловое распределение и спектр антизеркального отражения. Проведено сравнение результатов модельных расчетов с экспериментом.

Целью предлагаемой работы является исследование явления антизеркального отражения, возникающего при резонансном рассеянии плоской монохроматической волны на пространственно-ограниченном интерферометре Фабри-Перо (в нашем случае это плоский брэгговский волновод). Эффект антизеркального отражения был использован ранее[1] для наблюдения «медленного света» в брэгговских волноводных структурах, которые являются перспективными для создания на их базе устройств буферизации в системах оптической обработки информации. По этой причине исследование эффекта антизеркального отражения и построение математической модели для его количественного описания представляется актуальным. Кроме того, явление антизеркального отражения было теоретически предсказано также для плоских твердотельных систем с экситонным характером оптической восприимчивости[2] и приводимые ниже результаты могут быть использованы для анализа возможности наблюдения антизеркального отражения в этих системах и планирования соответствующего эксперимента.

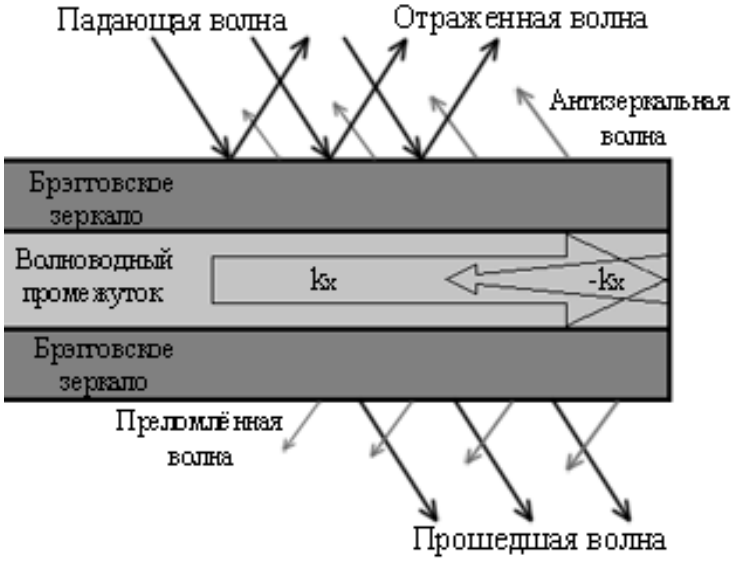


Рис. 1. Формирование антизеркальной волны.

Планарный брэгговский волновод представляет собой два брэгговских зеркала, разделенных тонким волноводным промежутком – резонатор Фабри-Перо. При падении на такую структуру плоской монохроматической волны с частотой близкой к резонансной, напряженность поля в волноводном промежутке значительно превосходит (при коэффициенте отражения зеркал r близкому к единице) напряженность поля в падающей волне и представляет собой локализованную в плоскости структуры квазиодномерную волну с волновым вектором, равным проекции k_x волнового вектора падающей волны на плоскость структуры. Отраженная и прошедшая волны возникают в результате частичного «вытекания» этой волны большой амплитуды через верхнее

(отраженная волна) и нижнее (прошедшая волна) брэгговские зеркала. Отражение указанной квазиодномерной волны от края волноводной структуры сопровождается появлением в волноводном промежутке волны с волновым вектором $-k_x$, «вытекание» которой через верхнее брэгговское зеркало и приводит к возникновению антизеркальной волны, распространяющейся навстречу падающей. Аналогично, под волноводом помимо прошедшей волны возникает «преломлённая» волна.

Точное решение задачи рассеяния для многослойной полубесконечной брэгговской структуры не представляется возможным. Поэтому для теоретического описания наблюдаемого явления мы предлагаем использовать модель эффективной струны, суть которой сводится к следующему.

Рассмотрим брэгговский волновод, состоящий из двух высококачественных зеркал с коэффициентом отражения $r \to 1$ с находящимся между ними волноводным промежутком толщиной 2L, заполненным материалом с показателем преломления n. При падении света с частотой ω закон дисперсии волн в волноводе для моды с номером m выглядит следующим образом:

$$\left(\frac{\omega n}{c}\right)^2 - k_x^{\,2} = \left(\frac{\pi m}{2L} + \frac{i \ln r}{4L}\right)^2 . \qquad (1)$$

Рассмотрим теперь струну, в которой закон дисперсии для распространяющихся в ней волн будет аналогичен закону дисперсии электромагнитных волн в реальном брэгговском волноводе. Распределение амплитуды падающего на структуру поля в плоскости волновода будет соответствовать воздействию на струну внешней силы A(x,t). Волновое уравнение для амплитуды колебаний струны U(x,t) будет выглядеть следующим образом:

$$\frac{\partial^2 U(x,t)}{\partial x^2} + \left(\frac{\omega n}{c}\right)^2 U(x,t) - \left(\frac{\pi m}{2L} + \frac{i \ln r}{4L}\right)^2 U(x,t) = A(x,t) . \qquad (2)$$

Задавая граничные условия и решая это уравнение можно получить функцию U(x,t). Поле вне волновода можно восстановить по распределению амплитуды поля R(x,t) на передней поверхности волновода и T(x,t) на задней поверхности. В нашей модели эти распределения связаны с функцией U(x,t) и амплитудой падающей волны A(x,t) следующим образом:

$$R(x,t) = \alpha A(x,t) + \beta U(x,t), \qquad T(x,t) = \gamma U(x,t) . \qquad (3)$$

Для случая бесконечного волновода задача рассеяния решается точно, что позволяет найти коэффициенты α, β и γ. В дальнейшем предполагается, что эти коэффициенты слабо зависят от граничных условий.

Таким образом, точное решение задачи рассеяния заменяется решением волнового уравнения (2), построением по этому решению распределений амплитуд на границах волновода (3), и восстановлению по этим распределениям полей над и под волноводом.

Для случая полубесконечной струны решение для поля над волноводом содержит компоненту, соответствующую антизеркальному отражению. Модель струны позволяет рассчитать угловое распределение и спектральную зависимость антизеркального отражения. Полученные параметры находятся в хорошем соответствии с наблюдаемыми в эксперименте. Работа выполнена на оборудовании ресурсного центра СПбГУ «Нанофотоника» (photon.spbu.ru).

1. Г.Г. Козлов, В.С. Запасский, Ю.В.Капитонов, В.В. Овсянкин, *Оптика и спектроскопия*, **110**, №3, с.492-499, (2011).

2. Г.Г. Козлов, *Оптика и спектроскопия*, **101**, №1, с.158-163, (2006).

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВЕРОЯТНОСТЕЙ СПОНТАННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ И КОЭФФИЦИЕНТОВ СТОЛКНОВИТЕЛЬНОГО САМОУШИРЕНИЯ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ МОЛЕКУЛЫ CO_2

[1]О.Н. Крапивная, [1]В.В. Клубович, [1]К.И. Аршинов, [2]В.В. Невдах

[1]Институт технической акустики НАН Беларуси, Витебск, Беларусь
[2]Белорусский национальный технический университет, Минск, Беларусь

Представлены методика и результаты одновременного определения вероятности спонтанного излучения A_{mn} и коэффициента столкновительного самоуширения γ_{mn} для спектральной линии $R(22)$ перехода 10^00-00^01 молекулы CO_2 по измеренной зависимости коэффициента поглощения от давления углекислого газа при температуре 300 К.

Для решения задач переноса излучения в атмосфере, лазерной диагностики атмосферы по определению содержания в ней углекислого газа, определения энергетических характеристик CO_2-лазеров требуется знание таких спектральных параметров молекулы CO_2 как вероятности спонтанного излучения A_{mn} и коэффициенты столкновительного самоуширения γ_{mn} для спектральных линий различных переходов молекулы CO_2. Однако даже для наиболее изученной линии $P(20)$ перехода 10^00-00^01 молекулы CO_2 приводимые в литературе значения вероятности A лежат в диапазоне $0.1 \div 0.32$ c^{-1}, а значения коэффициента γ в диапазоне $6.51 \div 10.34$ МГц/Тор, показывая, что разбросы в значениях этих параметров превышают погрешности отдельных измерений. Сложившееся положение дел предполагает как проведение анализа существующих методик определения данных параметров, так и поиск новых.

Целью настоящей работы была разработка методики одновременного определения вероятности спонтанного излучения A_J и коэффициента столкновительного самоуширения γ_J J-й спектральной линии молекулы CO_2 по результатам измерения зависимости ненасыщенного коэффициента поглощения (КП) на центральной частоте линии от давления углекислого газа при фиксированной температуре.

Спектральный коэффициент поглощения (КП) в центре линии при давлении углекислого газа p_C имеет вид (полное выражение КП см., например, в [1])

$$\alpha_i(\nu_{0J}) = S_{iJ} \cdot F_i(\nu_{0J}), \qquad (1)$$

где ν_{0J} – центральная частота, $S_{iJ} = A_J \cdot \varphi_{iJ}$ – сила линии; φ_{iJ} – функция плотности молекул CO_2, соответствующих спектроскопических констант и температуры газа установленного вида [1]; $F_i(\nu_{0J})$ – форм-фактор в центре линии. В данной методике предлагается использовать результаты измерений КП при давлениях углекислого газа, когда уширение линии поглощения определяется как столкновениями, так и эффектом Доплера, т.е. линия поглощения имеет контур Фойгта. Наиболее простое и достаточно точное (модуль относительной ошибки $\delta<0.9\%$) аналитическое выражение для фойгтовского форм-фактора в центре линии имеет вид [2]

$$F(\nu_{0J}) = 1 \Big/ \left[\Delta\nu_c + \sqrt{\left(\frac{\pi-2}{2}\right)^2 (\Delta\nu_c)^2 + \frac{\pi}{4\ln(2)}(\Delta\nu_D)^2}\ \right], \qquad (2)$$

где $\Delta\nu_L = \gamma \cdot p_C$, $\Delta\nu_D = \dfrac{2\nu_0}{c}\sqrt{\dfrac{2\ln(2)kT}{M}}$ – столкновительная и доплеровская ширины линии поглощения, соответственно, M – масса молекулы CO_2. Из (1) и (2) следует, что измеренным КП при различных давлениях углекислого газа p_{Ci} в указанном диапазоне и фиксированной температуре соответствует система i уравнений, линейных относительно вероятности спонтанного излучения A_J и нелинейных относительно коэффициента

столкновительного уширения γ_J. Для решения данной системы уравнений необходимо минимизировать относительно искомых параметров $\{A_J, \gamma_J\}$ совокупность квадратов отклонений измеренных значений КП $\widehat{\alpha}_{iJ}$ от рассчитанных значений КП $\alpha_{iJ}(A_J;\gamma_J)$

$$Z_J = \sum_{i=1}^{n} [\widehat{\alpha}_{iJ} - \alpha_{iJ}(A_J;\gamma_J)]^2, \quad (3)$$

путем численного сканирования коэффициента столкновительного самоуширения γ_J с последующим расчетом вероятности спонтанного излучения A_J из выражения

$$A_J = \frac{\sum_i \widehat{\alpha}_i \varphi_i F_i(\nu_{0J})}{\sum_i [\varphi_i F_i(\nu_{0J})]^2}. \quad (4)$$

Для проверки предложенной методики с помощью стабилизированного по максимуму контура усиления перестраиваемого CO_2-лазера низкого давления были измерены КП в углекислом газе, находящемся при температуре 300 К, в диапазоне давлений 5–30 Тор на линии $R(22)$ перехода $10^00\text{-}00^01$ молекулы CO_2. Результаты измерений представлены на рисунке 1. Выбор линии $10R22$ обусловлен тем, что вкладом в КП на её центральной частоте, который дают линии поглощения других, вышележащих переходов молекулы CO_2, при рассматриваемых в работе давлениях и температуре, можно пренебречь. Применение описанной выше методики к измеренным КП, дало следующие результаты определения искомых параметров $\{A, \gamma\}$: A=0.2±0.02 c^{-1} и γ=7.5±0.8 МГц/Тор. Видно, что полученные значения вероятности спонтанного излучения и коэффициента столкновительного самоуширения попадают в известные из литературы диапазоны значений для этих величин. Это обстоятельство можно рассматривать, как подтверждение надежности разработанной методики их определения.

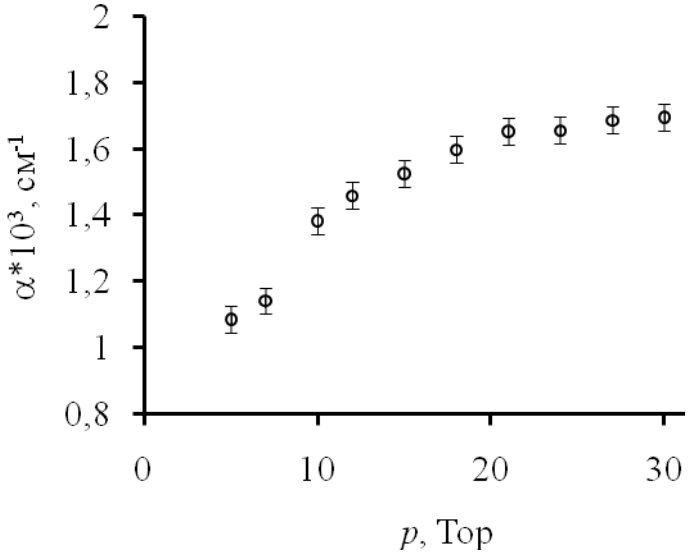


Рис.1. Зависимость коэффициента поглощения от давления для линии $R(22)$ перехода $10^00\text{-}00^01$ молекулы CO_2 при температуре 300 К

1. Аршинов К.И., Аршинов М.К., Невдах В.В. Оптика и спектроскопия, **112**, 914 (2012).
2. Кудря В.П. Оптика и спектроскопия, **55**, 1113 (1983).

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕМЕНТНОГО СОСТАВА МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ОБРАЗЦОВ МЕТОДОМ ДИСТАНЦИОННОЙ ФЕМТОСЕКУНДНОЙ ЛАЗЕРНОЙ ИСКРОВОЙ ЭМИССИОННОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

Ливенцов Р.А. *, Лебедев В.Ф. *,, Ковалевич Т.Н. ***, Давтян А.С. ***, Чуан Ду***, Сюнь Гао*****

* Балтийский государственный технический университет «ВОЕНМЕХ» имени Д. Ф. Устинова, Санкт-Петербург, Россия
** ООО «НПП «Лазерные системы», Санкт-Петербург, Россия
*** Чанчуньский политехнический университет, Чанчунь, Китай

Исследованы возможности дистанционной фемтосекундной лазерной искровой эмиссионной спектроскопии (ФЛИЭС) при измерениях элементного состава стальных образцов на расстояниях 940-3460мм. Проведено сравнение данных, получаемых методами дистанционной ФЛИЭС и ФЛИЭС «ближнего действия». Исследована структура поверхности после лазерной абляции.

На сегодняшний день лазерная искровая эмиссионная спектроскопия (ЛИЭС) представляет собой универсальный аналитический инструмент определения химического состава вещества в любом агрегатном состоянии[1].

Наряду с традиционной ЛИЭС, в настоящее время интенсивно исследуется метод дистанционной фемтосекундной лазерной искровой спектроскопии[2]. Особенность метода в использовании явления филаментации лазерного излучения, возникающего вследствие его нелинейного характера взаимодействия с воздушной средой. В ходе этого процесса образуются плазменные нити-филаменты как результат динамического равновесия (достигается при интенсивности лазерного излучения $5*10^{13}$ Вт/см^2) между процессами самофокусировки излучения вследствие эффекта Керра и дефокусировки при прохождении излучения через плазму малой плотности, инициированной многофотонной туннельной ионизацией молекул в воздухе. В результате автоколлимации луча существенно увеличивается плотность мощности на мишени, изменяя характер взаимодействия излучения с веществом, и увеличивается дистанция диагностики методом ЛИЭС[3].

В качестве источника излучения в настоящей работе использовался титан-сапфировый лазер Coherent Libra HE, работающий в режиме 1кГц следования импульсов при длительности импульса 50фс и средней мощности лазерной генерации 3.1Вт. Длина волны излучения составляла 800 нм. Измерения спектров плазмы проводились с помощью спектрометра SpectraPro 2500i (Princeton Instruments), оснащенного ICCD камерой PI MAX. Измерения проводились в спектральном диапазоне 400-440нм при спектральном разрешении $\Delta\lambda$=0,2нм. Время задержки между импульсами лазерной генерации и захватом спектров изменялось в диапазоне от 365 до 600 нс при варьировании времени интегрирования в интервале 0.5- 1мкс. Детальная схема измерений представлена на рис.1.

Интенсивность линий в полученном на расстоянии 940 мм спектре оказалась в 5-25 раз ниже тех же полос измеренных методом ФЛИЭС «ближнего действия» (150 мм). Однако при этом примерно в 10 раз ниже оказался вклад бесструктурного широкополосного излучения в суммарный спектр плазмы.

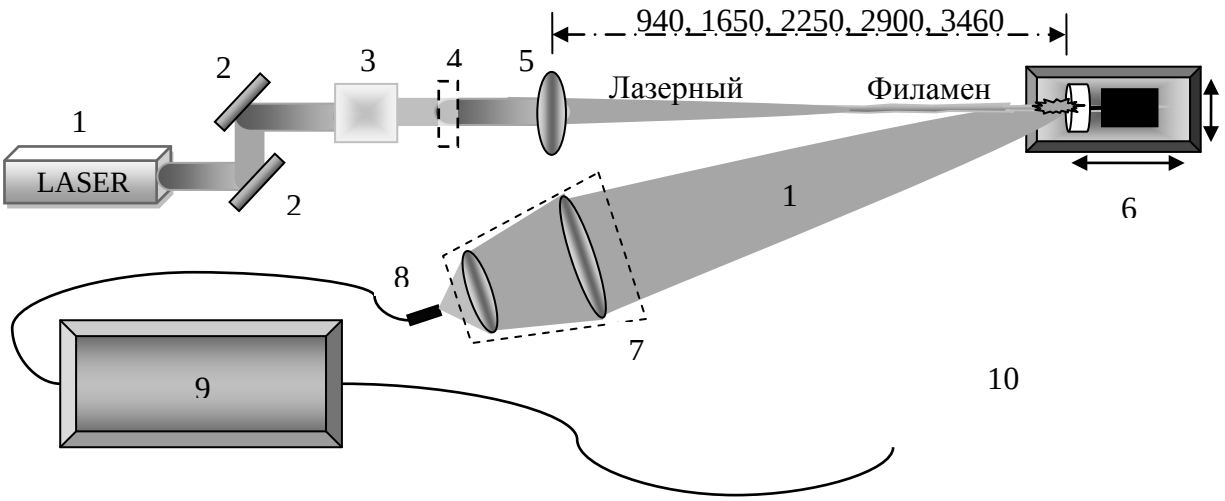


Рис. 1. схема проведения эксперимента:
1 - Лазер (Coherent Libra HE); 2 - зеркало с отражающим покрытием (R=99% на длине волны 800нм, угол падения луча 45 градусов); 3 – перископ для лазерного пучка (использовался для уменьшения переотражения полезного сигнала от оптического стола); 4 – держатель оптических фильтров (фильтры использовались для начальной юстировки и не использовались при поиске оптимального положения мишени относительно филамента и при измерениях ЛИЭ спектров); 5 – сменные фокусирующие линзы с фокусными расстояниями 1, 2, 3, 4, 5 м.; 6 - моторизированный держатель образца, оснащенный подвижками для изменения положения мишени; 7 – собирающий излучение телескоп; 8 – оптоволоконный кабель; 9 - спектрометр Spectra Pro 2500i; 10 – ПК обработки спектров; 11 – рассеянное излучение ЛИЭ плазмы

Исследованы временные характеристики плазмы. Например, при расстоянии от лазера до мишени 940 мм интенсивность излучения эмиссионных линий наиболее высока во временном промежутке от 0 до 400нс, однако линейчатый характер спектр приобретает только во временном промежутке 300-600нс. Такое, существенно более динамичное развитие плазмы характерно именно для фемтосекундной длительности лазерных импульсов в отличие от развития плазмы, более чем на порядок медленного, при применении наносекундных импульсов.

Анализ экспериментальных данных показывает, что в зависимости от расстояния интенсивность спектрального сигнала уменьшается экспоненциально (вкладка на рис.2, линия Mn I (406.4нм)).

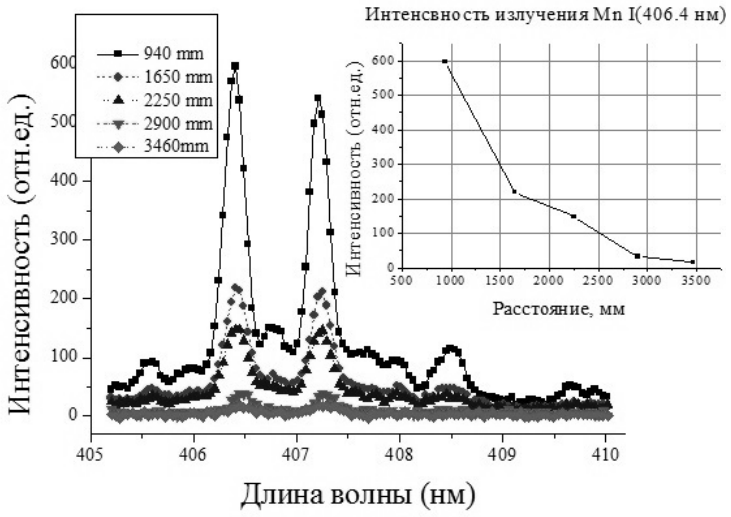


Рис.2. Спектры излучения плазмы, инициированной с поверхности металлического образца сплава 60Si2MnA, измеренные на дистанциях от 940 до 3460мм. На вставке показана интенсивность спектральной линии 406.4нм (Mn I) в зависимости от расстояний до образца.

В процессе работы исследовались также изменения поверхности образцов в результате лазерной абляции при варьировании расстояния до мишени. В результате обнаружено, что остающийся после лазерной абляции след имеет 3 характерные зоны. Центральная зона – область характерными размерами от 105 до 260 мкм. При минимальном расстоянии до мишени (940мм) центральная зона имеет максимальную ширину (260мкм). В центральной зоне изменяется структура поверхности материала, его цвет. Следующая за ней, промежуточная зона – область шириной от 160мкм (расстояние до мишени 940мм) до 865 мкм (расстояние до мишени 3460мм). В этой зоне наблюдается значительное изменение цвета поверхности, почернение материала, незначительное поверхностное изменение структуры металла. И третья, крайняя зона - область шириной от до 80 до 140 мкм, в которой незначительно меняется цвет материала.

В результате, в проведенных исследованиях получены спектры ряда различных металлических образцов, определен временной характер изменения интенсивности спектров, определена степень влияния излучения на образец в зависимости от расстояния до него. Проведено также сравнение режимов измерений методами дистанционной ЛИЭС и ЛИЭС «ближней зоны».

1. D. Cremers, R. Chinni, *Applied Spectroscopy Reviews, №44*, pp. 457–506, (2009).
2. M. Rodriguez, J. Kasparian, D. Mondelain, J. Yu, A. Mysyrowicz, R. Sauerbrey, *The European Physical Journal, №AP20*, pp. 183–190, (2002).
3.A. Couairona, A. Mysyrowicz, *Physics Reports, № 441*, pp. 47-189, (2007).

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРЕДВЕСТНИКОВ ОПТИЧЕСКОГО УЛЬТРАКОРТКОГО ИМПУЛЬСА

Козлова Е.С.

Институт систем обработки изображений РАН, Самара, Россия

Моделирование процесса распространения ультракороткого импульса с резким передним фронтом позволило обнаружить предвестники, которые приходят в точку наблюдения раньше основного импульса. Рассчитанное время задержки предвестника Зоммерфельда отличается от теоретического на 20%, а предвестника Бриллюэна на 3%.

Ультракороткие импульсы широко применяются в различных сферах науки и техники [1-3]. Одним из фундаментальных свойств коротких импульсов, распространяющихся в среде с частотной дисперсией, является то, что высокочастотная составляющая импульса распространяется в среде со скоростью света в вакууме. Это явление было предсказано Зоммерфельдом и Бриллюэном в 1914 году. Данный феномен называется оптическим предвестником [4] и его исследованию и анализу так же посвящено большое количество работ [5-7]. В данной работе моделируется распространение предвестников Зоммерфельда и Бриллюэна в 2D линейной среде типа кварца с тремя резонансами в модели дисперсии Селлмейера.

При распространения ультракороткого светового импульса с резким передним фронтом в диспергирующей среде в точку $z \neq 0$ сначала в момент времени $t_Z = z/c$ (c – скорость света в вакууме) придёт предвестник Зоммерфельда, потом в момент времени $t_B = z/\upsilon$ (υ – фазовая скорость) придёт предвестник Бриллюэна, и лишь в момент времени $t_{GR} = z/c$ (u – групповая скорость) придёт основной импульс. Представленная временная картина появления предвестников соответствует случаю без пространственной дисперсии.

Амплитуда предвестников Зоммерфельда и Бриллюэна достаточно мала по сравнению с амплитудой входного импульса. Чтобы повысить их амплитуду, необходимо

использовать сильно дисперсные материалы. Рассмотрим модельный материал, диэлектрическая проницаемость которого описывается моделью Селлмейера[8]:

$$\tilde{\varepsilon}(x,z,\omega)=\varepsilon_{\infty}(x,z)+\sum_{m}\frac{\Delta\varepsilon_m(x,z)\lambda^2}{\lambda^2-\lambda_m^2(x,z)+i\lambda\delta_m(x,z)}, \qquad (1)$$

где $\varepsilon_\infty(x,z)$ - диэлектрическая проницаемость на высоких частотах; $\Delta\varepsilon_m(x,z)$ – величина резонанса; $\lambda_m(x,z)$ - резонансная длина волны; $\delta_m(x,z)$ - коэффициент демпфирования.

Параметры модели представлены в Таблице 1, а график зависимости диэлектрической проницаемости от частоты излучения представлен на Рисунке 1.

Таблица 1. Параметры модели Селлмейера для модельного материала

m	$\Delta\varepsilon_m$, *мкм*	λ_m, *мкм*	δ_m, *мкм*
1	0,69616630	0,152956665	0
2	0,40794260	0,259923672	0
3	0,89747940	22,12848889	0
$\varepsilon_\infty = 1$			

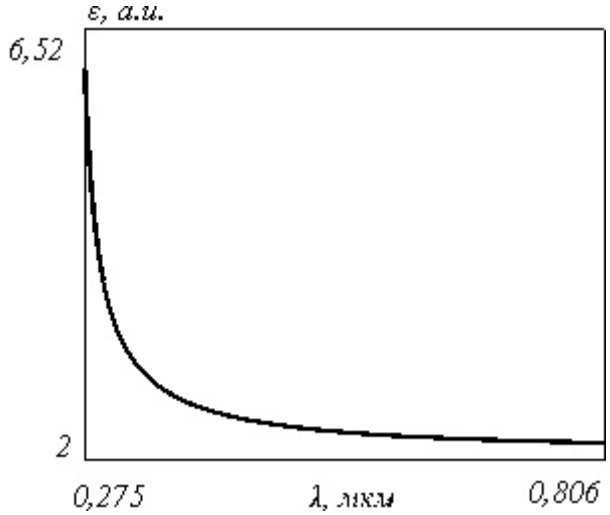


Рис. 1. График диэлектрической проницаемости модельного материала

Проведём моделирование процесса прохождения фемтосекундного импульса с длиной волны $\lambda_0=0{,}532$ мкм внутри планарного волновода ($l_x=1$ мкм, $l_z=8$ мкм – ширина и длинна волновода соответственно) из материала с заданной выше дисперсией в течение времени $T=50{,}4$ фс. Комплекснозначную амплитуду импульса зададим следующим образом:

$$\psi(x,t)=\cos\left(\frac{\pi x}{l_x}\right)\cdot g_{up}(t)\cdot g_{down}(t)\cdot\sin(\omega_0 t), \qquad (2)$$

где $g_{up}(t)=\begin{cases}\sin\left(\dfrac{\pi}{2t_u}t\right), & t\in[0,t_u);\\ 1, & t\in(t_u,T];\end{cases}$ и $g_{down}(t)=\begin{cases}1, & t\in[0,t_s-t_d);\\ \sin\left(\dfrac{\pi[t_s-t]}{2t_d}\right), & t\in(t_s-t_d,t_s];\end{cases}$ – функции вхождения и затухания сигнала, t_u – время нарастания амплитуды сигнала; t_d – время спада амплитуды сигнала; t_s – время подачи сигнала; ω_0 – центральная частота излучения.

Моделирование проводилось с помощью пакета FullWAVE от компании RSoft на следующих значения параметров: $t_u=0$ фс (резкий передний фронт импульса), $t_d=0$ фс (резкий задний фронт импульса), $t_s=3{,}36$ фс; $h_x=\lambda_0/266$ мкм, $h_z=\lambda_0/354$ мкм и $h_t=\lambda_0/886$ (шаги дискретизации по x, z и t соответственно). На Рисунке 2 приведена зависимость интенсивности импульса от времени в точке $(x,z)=(0,7)$ *мкм*, полученная после распространения ультракороткого импульса вида (13) с резким фронтом и длительностью

3,36 фс внутри волновода из материала, диэлектрическая проницаемость которого показана на Рисунке 1.

Из Рисунка 2 видно, что основному импульсу предшествуют два предвестника. Однако интенсивность этих предвестников (в особенности предвестника Зоммерфельда) много меньше интенсивности входного импульса (в 100 раз). Частота предвестников Зоммерфельда и Бриллюэна равны 108,26 ПГц и 25,83 ПГц соответственно, в то время как частота импульса составляет 3,42 ПГц. Чтобы обнаружить предвестники с частотой почти в 10-30 раз большей, чем частота основного импульса, потребовалось проводить расчёты на достаточно мелкой сетке, что требует больших вычислительных затрат. Ошибка в расчётах составила – $0{,}004\lambda_0$.

В Таблицах 2 и 3 приведено время $t_{теор}$ и $t_{расч}$ появления предвестников Зоммерфельда и Бриллюэна, а так же основного импульса в точках *(x,z)=(0,3)* мкм и *(x,z)=(0,7)* мкм, полученные с помощью выше приведённых формул (14) и рассчитанные на основе данных моделирования. Так же в Таблицах 2 и 3 указано СКО полученных результатов.

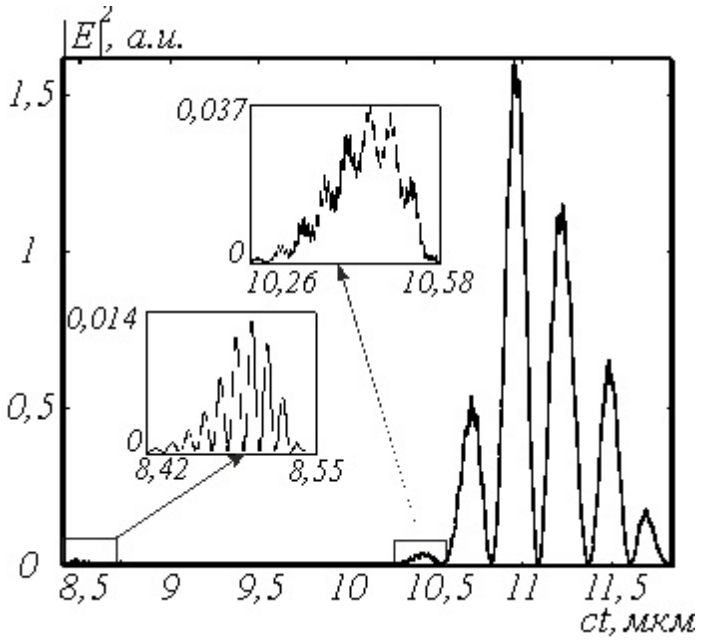


Рис. 2. Временная зависимость интенсивности импульса в точке (x,z) = (0,7) мкм

Таблица 2. Время появления предвестников и основного импульса в точке *(x,z)=(0,7)* мкм

Тип импульса	$t_{теор}$, фс	$t_{эксп}$, фс	СКО, %
Предвестник Зоммерфельда	10,00	13,9	39
Предвестник Бриллюэна	15,16	14,375	5,19
Несущий импульс	16,72	16,64	0,49

Таблица 3. Время появления предвестников и основного импульса в точке *(x,z)=(0,7)* мкм

Тип импульса	$t_{теор}$, фс	$t_{эксп}$, фс	СКО, %
Предвестник Зоммерфельда	23,35	28,02	20
Предвестник Бриллюэна	35,37	34,326	2,95
Несущий импульс	39,02	37,06	5,03

Из Таблицы 2 видно, что СКО для предвестника Зоммерфельда достаточно велико, а для предвестника Бриллюэна достаточно мало. При этом, чем дальше от входа в волновод находится область наблюдения, тем ниже СКО полученных результатов для предвестников (СКО падает практически в 2 раза). Различие между СКО, полученными при определении времени появления предвестника по началу импульса, и СКО, полученными при определении времени появления предвестника по центру импульса, составляет менее 2%.

1. M. Block, J. Jahns, and R. Grunwald, *Opt. Let.*, **37**, pp. 3804-3806, (2012).
2. Z. Liu, X. Lu, Q. Liu, S. Sun, L. Li, X. Liu, . Ding, B. Hu, *Appl. Phys. B.*, **108**, pp. 493-500, (2012).
3. B. Piglosiewicz, D. Sadiq, M Mascheck, S. Schmidt, M. Silies, P. Vasa, and C. Lienau, *Opt. Exp.*, **19**, pp. 14451-14463, (2011).
4. K.E. Oughstun, G.C. Sherman, *Electromagnetic pulse propagation in causial dielectrics*, (1994).
5. H. Jeong, U.L. Osterberg, T. Hansson, *J. Opt. Soc. Am. B.*, **26**, pp. 2455-2460, (2009).
6. B. Macke and B. Segard, *Phys. Rev. A.*, **87**, pp. 043830, (2013).
7. B. Macke and B. Segard, *Phys. Rev. A.*, **86**, pp. 013837, (2012).
8. A. Couairon, L. Sudrie, M. Franco, B. Prade, A. Mysyrowicz, *Phys. Rev. B.*, **71**, pp. 125435-125441, (2005).

ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ДВУХ КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛАСТИНОК

Куликова Г. В., Пикуль О. Ю.

Дальневосточный государственный университет путей сообщения, Хабаровск, Россия

Приведены характеристики системы, состоящей из поляризатора, двух анизотропных одинаковых кристаллических пластинок и анализатора. С помощью такой системы возможно управление разностью фаз и эллиптичностью проходящего через них излучения.

Система из двух одинаковых анизотропных кристаллических 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. В этом случае эффективная толщина равна разности толщин пластинок $d_{эф} = d_1 - d_2$, где d_1 и d_2 – толщина каждой из двух пластинок (1-3). Спектр пропускания в этом случае состоит из чередующихся максимумов и минимумов с увеличивающимся между ними расстоянием по мере уменьшения эффективной толщины. Пропускание системы обусловлено интерференцией обыкновенного и необыкновенного лучей, то есть определенной разностью фаз этих лучей на выходе из пластинок. Разность фаз для двух пластинок равна

$$\Delta = (2\pi/\lambda)\{(n^e d_1 + n^o d_2) - (n^o d_1 + n^e d_2)\} = (2\pi/\lambda)(n^e - n^o)(d_1 - d_2), \qquad (1)$$

где λ – длина волны; n^o и n^e – главные значения показателей преломления для обыкновенных и необыкновенных лучей. Выражение $(n^e d_1 + n^0 d_2)$ определяет оптический путь одного из лучей, который в первой пластинке является необыкновенным, а во второй, из-за поворота оптической оси пластинки на 90^0 относительно первой, обыкновенным. Аналогично, $(n^o d_1 + n^e d_2)$ для обыкновенного луча в первой пластинке и необыкновенного во второй.

Возможность создания системы из двух пластинок с эффективной малой оптической толщиной или вообще равной нулю для двух реальных пластинок конечной и произвольной толщины позволяет менять в широких пределах эллиптичность, степень поляризации, разность фаз для обыкновенного и необыкновенного лучей за счет изменения угла θ между падающим лучом и нормалью к плоскости пластинок (1-3).

При параллельном расположении осей, лежащих в плоскости пластинок, система ведет себя при пропускании широкополосного излучения как пластинка суммарной

толщины (1-3). Спектр пропускания состоит из чередующихся максимумов и минимумов, находящихся на расстояниях порядка 100 – 150 Å.

В эксперименте применяли излучение гелий-неонового лазера (λ=0.6328 мкм). Использованы две плоскопараллельные пластинки MgF_2 с одинаковыми толщинами (1.33 мм).

Интенсивность пропускания системы I/I_0 определялась при наличии анализатора по формуле

$$I = I_0 \sin^2(\frac{\Delta}{2}) \quad . \qquad (2)$$

Анализатор и поляризатор скрещены. Степень поляризации P находится на основании выражения

$$P = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}, \qquad (3)$$

где $I_{\max}, I_{\min}$ – максимальная и минимальная интенсивность излучения, прошедшего через пластинки. Эллиптичность

$$\gamma = arctg(\frac{b}{a}), \qquad (4)$$

где a, b – длины большой и малой осей эллипса поляризации излучения.

Возможность использования двух кристаллических пластинок в качестве прецизионного инструмента значительно расширяет экспериментальную базу при поляризационных измерениях. По сравнению с одиночными фазовыми пластинками фазосдвигающие системы более удобны для практического использования, так как открывают дополнительные возможности за счет конструкции и настройки системы, позволяя задавать необходимые поляризационные параметры излучения (2).

1. Э. А. Бибикова, Н. Д. Кундикова, Л. Ф. Рогачева, Известия Челябинского научного центра. 2004. вып 3. с.22-26.
2. О. Ю. Пикуль, Пат. № 48080 РФ, МПК^7 G02B 26/00 A.
3. А. А. Шишловский, Прикладная физическая оптика, М.: Физматгиз, 1961. – 822 с.

ЛАЗЕРНО-ИСКРОВАЯ ЭМИССИОННАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ЖИДКОСТЕЙ

Макарчук П.С.*, Лебедев В.Ф.*,, Погода А.П.*, ****

* Балтийский государственный технический университет «ВОЕНМЕХ» им. Д.Ф. Устинова, Санкт-Петербург, Россия

** ООО «НПП «Лазерные системы», Санкт-Петербург, Россия

Проведены исследования по идентификации некоторых практически важных примесей (Mn, Li) в воде методом лазерно-искровой эмиссионной спектроскопии. В качестве источника излучения применялся голографический Nd-YAG лазер с полупроводниковой накачкой высокой яркости собственной разработки. Лазерное воздействие реализовывалось как в режимах моноимпульсов, так и цуга импульсов.

Применяемая для анализа элементного состава вещества в любом агрегатном состоянии лазерно-искровая эмиссионная спектроскопия (ЛИЭС), являющаяся разновидностью атомной эмиссионной спектроскопии, находит в настоящее время множество практических применений.

ЛИЭС имеет ряд принципиальных преимуществ по сравнению с другими известными методами элементного анализа веществ различного агрегатного состояния. ЛИЭС относится к методам дистанционного практически неразрушающего анализа материалов одновременно по всем химическим элементам и соединениям и позволяет проводить анализ в режиме реального времени, обладая при этом высокой чувствительностью и пространственным разрешением. В большинстве случаев отсутствует необходимость в подготовке образцов. Разработка компактных лазеров высокой яркости и систем регистрации спектров излучения дают возможность создания мобильных систем, реализующих метод ЛИЭС на значительных расстояниях от объекта воздействия. Жидкость является одним из достаточно сложных объектов для исследования методом ЛИЭС.

В настоящей работе исследовались спектры излучения некоторых практически важные примесей в воде (Mn, Li)[1]. Практическая значимость метода ЛИЭС значительно увеличивается в случае применения в качестве источника излучения лазера высокой яркости.

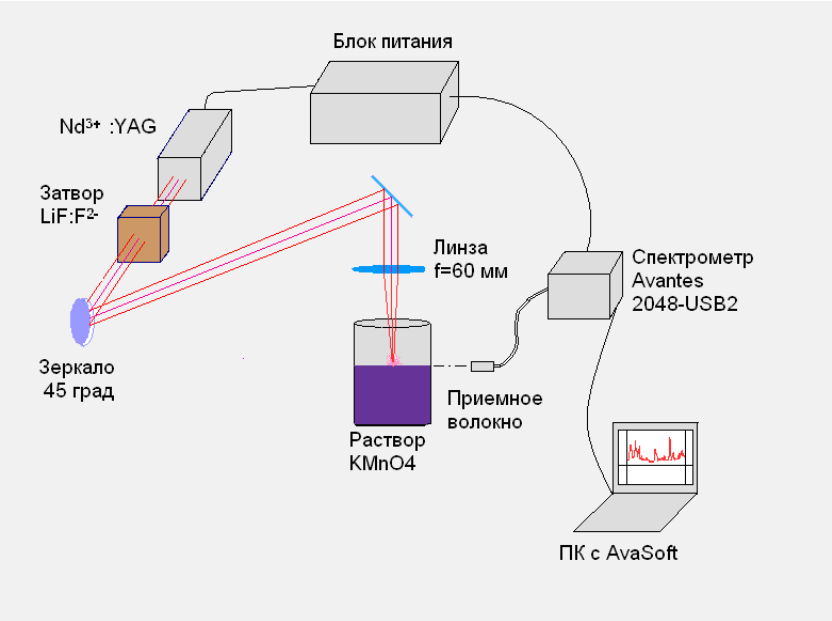


Рис. 1. Схема измерений методом ЛИЭС

В качестве источника излучения использовался импульсный голографический твердотельный Nd-YAG лазер с многопетлевым резонатором. Особенность лазера состояла в том, что для динамической компенсации внутрирезонаторных искажений волновых фронтов пучков излучения, распространяющихся в резонаторе, использовалось явление обращения волнового фронта. ОВФ-зеркало на решетках коэффициента усиления формировалось в самом активном элементе в результате четырехволнового смешения в самостартующем петлевом резонаторе. Подобная схема резонатора позволила существенно уменьшить расходимость излучения и приблизить качество пучка к дифракционному пределу, существенно повышая яркость источника. Использование лазера высокой яркости может позволить распространить применение метода ЛИЭС на объекты, находящихся на достаточно больших расстояниях от источника, что актуально, например, для исследований загрязнений водных акваторий или атмосферы. Дополнительное увеличение эффективности ОВФ-зеркала достигалось в нашем случае использованием в оптической схеме резонатора пассивного затвора на основе кристалла $LiF:F_2^-$. В результате реализовывалась лазерная генерация в режиме пассивной модуляции добротности с количеством пиков в цуге от 1 до 5 при максимальной мощности излучения в пике 2 МВт и длительности отдельного пика около 20 нс. Частота следования импульсов генерации составляла 5 Гц.

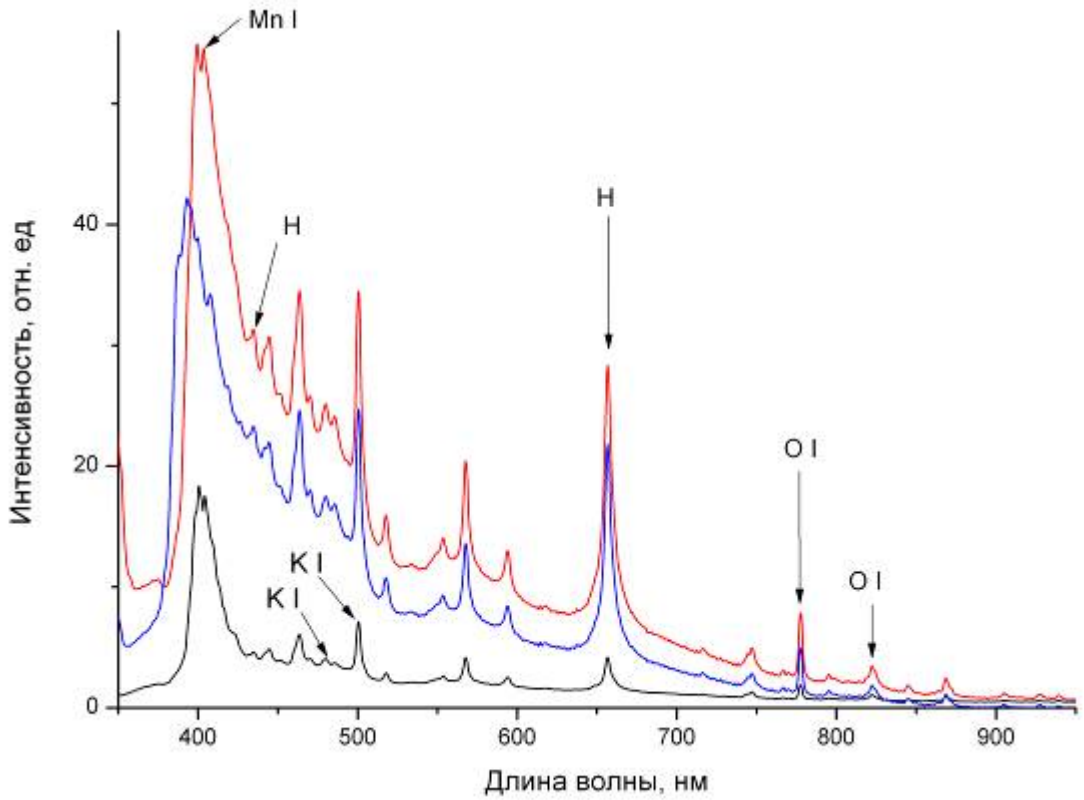


Рис. 2. ЛИЭС спектры водного раствора $KMnO_4$ в зависимости от времени задержки

На рис.1 приведена схема экспериментального стенда, реализующего метод ЛИЭС. Колба с водным раствором $KMnO_4$ располагалась на расстоянии более 2.5 м от лазера. Излучение фокусировалось на образце собирающей линзой с фокусным расстоянием 60 мм. Излучение плазмы, образовывавшейся у поверхности раствора, попадало на вход оптоволокна, с помощью которого излучение доставлялось к спектрометру. Спектр излучения плазмы в диапазоне 350 – 1450 нм анализировался с помощью скоростного волоконного спектрометра AvaSpec-2048-USB2 с программным обеспечением AvaSoft-Full. Спектры излучения усреднялись по 20-и импульсам.

На рис.2 приведены спектры излучения исследуемого раствора, снятые с различной временной задержкой относительно импульсов генерации. Из рисунка видно, что возможен режим захвата спектров, при котором он становится практически линейчатым и, следовательно, в случае необходимости, может быть реализован количественный анализ химических примесей в растворе. С помощью базы данных NIST была проведена идентификация полос излучения (рис.2).

Исследование наличия в мишени примеси лития в настоящей работе проводилось на примере лазерного кристалла форстерита, легированного ионами хрома и лития (Cr, Li: Mg_2SiO_4)[2]. Известно, что наличие примеси лития в весовых концентрациях на уровне сотых долей процента[3] является практически неразрешимой задачей для традиционных неразрушающих методов измерений. Наши измерения показали, что наличие лития легко идентифицируется методом ЛИЭС в спектральной области около 670 нм при высоком отношении сигнал / шум.

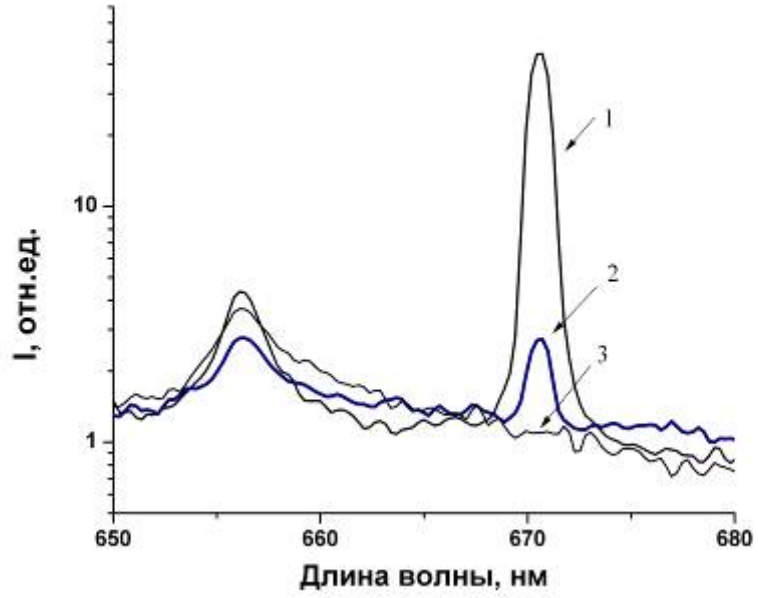


Рис. 3 Спектры ЛИЭС легированных литием кристаллов форстерита (1,2) и нелегированных кристаллов (3).

В заключение следует отметить, что разработана схема измерений методом ЛИЭС, в составе которой в качестве источника излучения использовался разработанный нами импульсный твердотельный Nd-YAG лазер с полупроводниковой поперечной накачкой и реализацией явления ОВФ в самом активном элементе. В результате исследования методом ЛИЭС удалось реализовать режимы получения линейчатых спектров исследуемых растворов и твердотельных образцов с малыми примесями ионов марганца и лития.

1. O. Samek, D.C.S. Beddows, J. Kaiser, S.V. Kukhlevsky, M. Liska, H.H. Telle, J. Young, *Opt. Eng.*, ***39***, *2248-2262, (2000).*

2. V.F. Lebedev, S.Yu. Tenyakov, A.V. Gaister, A.S. Podstavkin , A.V. Shestakov, V.N. Sorokin, *Optics Letters*, **31**(10), с. 1438-1440, (2006).

3. В.Ф. Лебедев, С.Ю. Теняков, А.В. Гайстер, *Оптический журнал*, **79**, №1, с.69-78, (2012).

ОСОБЕННОСТИ РЕЖИМА ПАССИВНОЙ МОДУЛЯЦИИ ДОБРОТНОСТИ ИМПУЛЬСНОГО ТВЕРДОТЕЛЬНОГО ГОЛОГРАФИЧЕСКОГО ЛАЗЕРА

Погода А.П., Лебедев В.Ф.

Балтийский Государственный Технический Университет «ВОЕНМЕХ», Санкт-Петербург, Россия

Исследованы особенности режима пассивной модуляции добротности резонатора импульсного твердотельного голографического Nd-YAG лазера. Рассмотрены возможности и ограничения получения одного и нескольких пиков в цуге (пиковая мощность до 2 МВт). Обсуждается проблема временного и частотного джиттера, а также возможность стабилизации.

В последние годы продолжается исследование импульсных голографических лазеров. Явление обращения волнового фронта, реализующееся в таких лазерах путем четырехволнового смешения, позволяет устранить противоречие между ростом энергии в импульсе генерации и качеством пучка. Это особенно важно в задачах передачи энергии на большие, в частности, космические, расстояния, а также для дистанционного воздействия или анализа.

Ранее в [1] был предложен импульсный голографический Nd-YAG лазер с многопетлевой схемой резонатора. Решетки коэффицента усиления, возникающие из-за интерференции пучков, исправляют внутрирезонаторные искажения путем четырехволнового смешения, а также осуществляют спектральную селективность. В режиме свободной генерации излучение такого лазера обладает близким к дифракционному пределу качеством (M^2=1.4) и энергией в импульсе более 1 Дж.

Однако для решения ряда прикладных задач, связанных с необходимостью абляции тел излучением, требуется достижение высоких уровней пиковой мощности. Использование пассивного затвора, модулирующего добротность резонатора, приводит к генерации в многопичковом режиме. Длительность каждого пика в цуге составляет 20-30нс. Важно также и то, что в результате спектральной селективности решетками коэффициента усиления, проявляющими голографические свойства, ширина полосы генерации в одном пике не превышает 500 МГц. Однако в многопичковом режиме генерации в условиях пассивной модуляции добротности резонатора наблюдается частотный джиттер, выражающийся в смещении центральной частоты генерации от пика к пику, при сохранении постоянной ширины спектральной линии. Данное обстоятельство не позволяет характеризовать излучение лазера в многопичковом режиме как одночастотное.

Поэтому важно подробнее рассмотреть режим с получением одного пика в импульсе. Данный режим достигается путем ограничения длительности импульса накачки, в результате чего реализуется только первый пик многопичковой генерации. Повысить пиковую мощность в моноимпульсе возможно, увеличив энергию в импульсе или уменьшив длительность пика. Изменение этих параметров возможно производить путем вариации тока, подаваемого на диодные матрицы накачки.

Энергия накачки пропорциональна произведению тока и времени достижения порога генерации. Гиперболическая зависимость времени от начала импульса накачки до возникновения генерации от тока накачки представлена на рис. 1. Теоретически энергия в импульсе должна быть одной и той же, так как порог генерации одинаков для всех точек кривой. Однако энергия в импульсе линейно возрастает при увеличении тока накачки. Это объясняется уменьшением потерь в резонаторе, пропорциональных времени развития генерации.

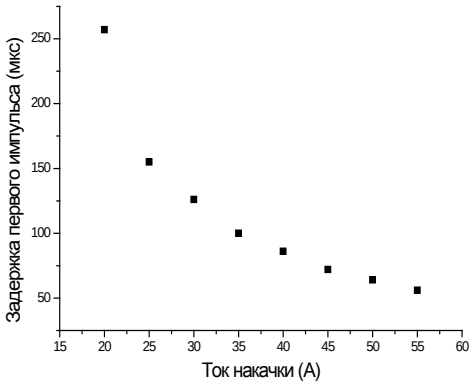


Рис. 1. Зависимость времени от начала генерации импульса накачки до излучения первого импульса от тока накачки

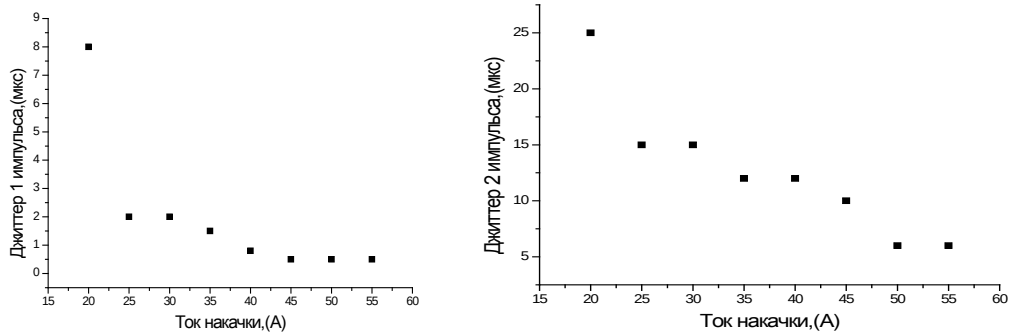
Увеличить время достижения порога генерации возможно посредством вариации пассивных потерь в резонаторе, то есть путем подбора оптимального коэффициента пропускания затвора. Оптимальная энергия в импульсе достигалась в условиях пассивной модуляции добротности затвором Cr4+:YAG с начальным пропусканием 38%.

Необходимо также обратить внимание на время преодоления порога генерации второго пика после окончания генерации первого пика в многопичковом режиме, так как этот параметр характеризует эффективность снятия инверсии. Это время в среднем постоянно и не зависит от номера пика. Отношение времени развития первого пика и последующих с большой точностью равно 2 и не зависит от тока накачки, что означает, что пик снимает фиксированный процент инверсии.

Таким образом, при оптимальных параметрах накачки энергия в импульсе достигает значения 40 мДж в импульсе при монопичковом режиме. Энергия второго и последующих пиков оказывается на 20-50 % больше энергии первого. Ширина пика на полувысоте уменьшается с ростом тока накачки. Все это приводит к линейному возрастанию пиковой мощности в импульсе, которая достигает 2 МВт.

Одним из актуальных способов создания систем с большей энергией в импульсе является когерентное сложение излучения нескольких голографических лазеров. Однако возникает следующая сложность. Помимо упомянутого ранее частотного джиттера, как в режиме свободной генерации, так и в режиме пассивной модуляции добротности наблюдается хаотичное изменение инверсии населенностей, вызванное, в частности, различием температурных режимов матриц от импульса к импульсу. Из-за этого наблюдается случайное смещение времени генерации первого и последующих пиков - временной джиттер. Исследование величины джиттера и возможности его стабилизации важно для осуществления равномерного снятия инверсии в различных каналах сфазированной системы.

На рисунке 2 представлены зависимости джитера первого (рис.2а) и второго (и последующих, рис.2б) пика от тока накачки. Джиттер второго и последующих пиков в 3-10 раз больше, чем первого, причем с увеличением тока наблюдается рост отношения джиттеров второго и первого импульса.



а) б)

Рис. 2. Зависимость джиттера различных пиков в цуге импульсов генерации от тока накачки: а) первый пик, б) последующие пики.

На обоих кривых заметно уменьшение джиттера с ростом тока накачки. Однако даже при максимальном токе накачки, равном 55А, джиттер первого импульса достигает значения 500 нс, что на порядок превышает длительность пика. Увеличение тока накачки приводит к увеличению скорости роста инверсии населенностей. Соответственно интервал колебания порога генерации, который не зависит от тока накачки, при больших токах приходится на меньший временной интервал. Однако поскольку нет физического ограничения на стабилизацию джиттера, можно ожидать, что при дальнейшем значительном увеличении тока накачки удастся более равномерное снятие инверсии при

когерентном сложении, по крайней мере, первых пиков нескольких голографических лазеров.

Таким образом, можно сделать выводы о тенденциях, наблюдаемых при генерации в монопичковом режиме, при пассивной модуляции добротности резонатора. Рост тока накачки приводит к увеличению пиковой мощности в импульсе до 2 МВт, уменьшению ширины пика на полувысоте до 20 нс, а также значительной стабилизации временного джиттера до 500 нс. Общее время импульса накачки при этом составляет 56 мкс, а увеличение его до 84 мкс приводит к генерации второго пика с отличными от первого пика временными и спектральными свойствами.

1. A.P. Pogoda, T.B. Lebedeva, M.R.Yusupov, R.A. Liventsov, V.F. Lebedev et al. *Proc. SPIE*, **8677**, 86770Z (2013).

ДВУМЕРНАЯ ОПТИЧЕСКАЯ ПАТОКА ДЛЯ КОЛЛИМАЦИИ ПУЧКА АТОМОВ ТУЛИЯ.

Калганова Е.С.*, Вишнякова Г.А.*, Сукачев Д.Д., Соколов А.В.**, Акимов А.В.**, Колачевский Н.Н.**, Сорокин В.Н.****

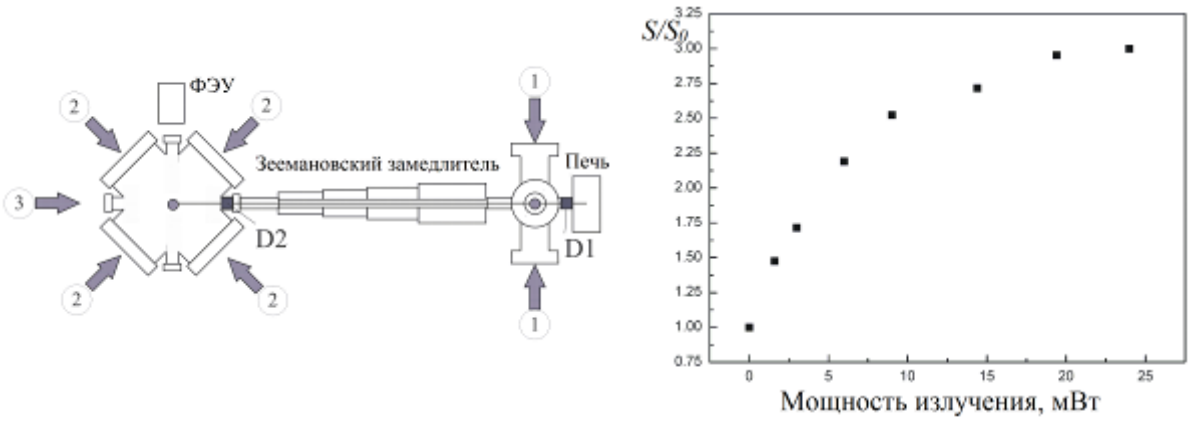
*Московский физико-технический институт, Долгопрудный, Россия
** Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук, Москва, Россия

Удалось за счет коллимации пучка двумерной оптической патокой увеличить в три раза число атомов, захватываемых в магнито-оптическую ловушку. Для этого использовалось излучение Ti:Sapphire лазера с длиной волны 410,6 нм, усиленное с помощью специально собранного полупроводникового лазерного усилителя.

Лазерное охлаждение является известным методом получения ансамблей холодных нейтральных атомов, которые могут быть использованы в различных приложениях. В большинстве задач для увеличения отношения сигнал-шум важно захватывать как можно большее количество атомов.

Нам удалось с помощью двумерной оптической патоки увеличить в три раза число атомов, захватываемых в магнито-оптическую ловушку (МОЛ). Загрузка МОЛ, устройство которой детально описано в нашей предыдущей работе[1], осуществляется из атомного пучка. В печке образуются пары тулия и через диафрагму D1 попадают в зеемановский замедлитель, где происходит предварительное охлаждение. Для увеличения доли атомов, проходящих через вторую диафрагму D2, атомный пучок перед попаданием в зеемановский замедлитель охлаждался в поперечном направлении. Оптическая патока, используемая для уменьшения радиальной компоненты скорости атомов, образуется в плоскости, перпендикулярной оси замедлителя, двумя ортогональными парами противоположно направленных пучков (Рис.1а).

Лазерное охлаждение тулия осуществляется с помощью излучения Ti:Sapphire лазера на охлаждающем переходе с длиной волны 410,6 нм. Общая мощность света, используемого для охлаждения, 100 мВт. Основная часть этой мощности используется для МОЛ и зеемановского замедлителя, а 4 мВт заводятся в специально созданный полупроводниковый лазерный усилитель. Мощность излучения на выходе усилителя составила 200 мВт, и это излучение использовалось для формирования двумерной оптической патоки.



а) б)

Рис. 1. а) экспериментальная установка, D1, D2 – формирующие атомный пучок диафрагмы, 1 - коллимирующие лазерные пучки, 2 – охлаждающие лазерные пучки, 3 – излучение для Зеемановского замедлителя левый рисунок, б) относительное изменение числа атомов в МОЛ в зависимости от мощности излучения.

Число атомов, захваченных в МОЛ, определялось по сигналу люминесценции атомного облака при помощи ФЭУ. Так как сигнал люминесценции пропорционален числу атомов в ловушке, относительное изменение этого сигнала использовалось в качестве характеристики эффективности коллимации атомного пучка. Был проведен ряд экспериментов с различными отстройками лазерной частоты от резонансной. Наибольший эффект был получен при отстройке 10 МГц, соответствующей величине естественной ширины линии охлаждающего перехода. При данной отстройке количество атомов, захваченных в МОЛ, увеличилось в три раза (Рис.1б).

1. D. Sukachev, A. Sokolov, K. Chebakov, A. Akimov, S. Kanorsky, N. Kolachevsky, V. Sorokin, *Phys. Rev. A*, 82, 011405(R) (2010).

СТЕНДОВЫЕ ДОКЛАДЫ

ОПИСАНИЕ СИЛ ЛИНИЙ АБСОРБЦИОННЫХ ПЕРЕХОДОВ ИОНА ЕВРОПИЯ В ФЛЮОРИДНЫХ СТЕКЛАХ

Бельчикова В.А., Дунина Е.Б., Корниенко А.А.

Витебский государственный технологический университет,
Витебск, Беларусь

Выполнено описание экспериментальных сил линий абсорбционных переходов флюоридных стекол, активированных ионами Eu^{3+}, в различных приближениях конфигурационного взаимодействия. Наилучшее описание достигается в приближении аномально сильного конфигурационного взаимодействия.

Флюоридные стекла являются перспективными кандидатами для создания редкоземельных фосфоров, благодаря широкому окну прозрачности, простирающемуся в инфракрасную область спектра от 0,2 до 7 мкм. Кроме того, длинноволновое излучение с низколежащих мультиплетов $^7F_4$ и $^7F_5$, в отличие от оксидных стекол, не гасится фононными процессами. Это создает хорошие условия для экспериментального изучения длинноволновой части спектра. В работе [1] выполнено экспериментальное исследование спектра поглощения иона европия во флюоридных стеклах. Описание в приближении Джадда-Офельта (D-O) [2,3], выполненное там же показало, что силы линий абсорбционных переходов на низколежащие мультиплеты описываются с низкой точностью. объясняется это тем, что в приближении D-O влияние возбужденных конфигураций учитывается грубо. В связи с этим в данной работе выполнено дополнительно описание в приближении сильного конфигурационного взаимодействия (SCI) и в приближении аномально сильного конфигурационного взаимодействия (ASCI), сделан вывод о наиболее адекватном приближении

Силы осцилляторов электрических дипольных переходов вычисляются в приближении D-O по формуле

$$S_{JJ'}^{ed} = e^2 \sum_{k=2,4,6} \Omega_k \left\langle \gamma J \left\| U^k \right\| \gamma' J' \right\rangle^2, \qquad (1)$$

где Ω_k – параметры интенсивности, $\left\langle \gamma J \left\| U^k \right\| \gamma' J' \right\rangle$ – приведенные матричные элементы единичных тензорных операторов U^k.

Для $5f^6$ ионов описание абсорбционных переходов получается достаточно успешным в приближении SCI [4]

$$S_{JJ'}^{ed} = e^2 \sum_{k=2,4,6} \Omega_k \left(\frac{\Delta}{\Delta - E_{\gamma J}} + \frac{\Delta}{\Delta - E_{\gamma J'}} \right)^2 \left\langle \gamma J \left\| U^k \right\| \gamma' J' \right\rangle^2, \qquad (2)$$

где Δ – средняя энергия возбужденных конфигураций с переносом заряда и конфигурации противоположной четности, $E_{\gamma J}$, $E_{\gamma J'}$ – энергии мультиплетов, включенных в переход. Для иона Eu^{3+}, имеющего электронную конфигурацию $4f^6$ применение формулы (2) может осложняться тем, что энергия возбужденной конфигурации $4f^55d$ и, следовательно, параметр Δ имеют значение порядка 50000 – 80000 $см^{-1}$. При таких значениях Δ зависимость от энергии мультиплетов в формуле (2) будет незначительной, и точность описания будет такой же, как и в приближении D-O.

Наиболее полно влияние возбужденных конфигураций учитывается в приближении ASCI [5]

$$S_{JJ'}^{ed} = \frac{e^2}{4} \sum_{k=2,4,6} \left\langle \gamma J \left\| U^k \right\| \gamma' J' \right\rangle^2 \times \left| O_{dk} \left(\frac{\Delta_d}{\Delta_d - E_{\gamma J}} + \frac{\Delta_d}{\Delta_d - E_{\gamma' J'}} \right) + \right.$$
$$\left. \times O_{ck} \left[\left(\frac{\Delta_{c1}}{\Delta_{c1} - E_{\gamma J}} + \frac{\Delta_{c1}}{\Delta_{c1} - E_{\gamma' J'}} \right) + \left(\frac{\Delta_{c2}}{\Delta_{c2} - E_{\gamma J}} + \frac{\Delta_{c2}}{\Delta_{c2} - E_{\gamma' J'}} \right) + \cdots \right] \right|^2, \quad (3)$$

где Δ_d – энергия возбужденной конфигурации противоположной четности $4f^{N-1}5d$, Δ_{c1}, Δ_{c2} – энергии возбужденных конфигураций, соответствующих переносу заряда. Энергии возбужденных конфигураций и параметры O_{dk}, O_{ck} мы будем рассматривать как варьируемые параметры при описании экспериментальных значений сил линий абсорбционных переходов. Формула (3) как частный случай содержит формулы (1) и (2). В приближении аномально сильного конфигурационного взаимодействия можно успешно описывать интенсивности спектров поглощения даже в случаях, когда одна или несколько абсорбционных полос имеют аномально большую интенсивность. Результаты расчета по формулам (1-3) представлены в таблице.

Таблица. Экспериментальные [1] и вычисленные силы линий межмультиплетных переходов (в 10^{-20}см^2) иона Eu^{3+} в флюоридных стеклах

Переход	$\overline{\lambda}$, нм	Силы линий, 10^{-20}см^2			
		Эксперимент [1]	Расчет		
			D-O (1)	ASCI (3)	SCI (2)
$^7F_0 \rightarrow {}^7F_4$	3491.6	0.183	0.355	0.183	0.352
$^7F_1 \rightarrow {}^7F_4$	3355.7	0.540	0.441	0.537	0.441
$^7F_1 \rightarrow {}^7F_5$	2638.5	0.405	0.348	0.410	0.354
$^7F_1 \rightarrow {}^7F_6$	2197.8	0.279	0.316	0.278	0.314
$^7F_0 \rightarrow {}^7F_6$	2068.3	0.193	0.121	0.189	0.120
$^7F_1 \rightarrow {}^5D_0$	588.0	0.0047	0.004	0.004	0.004
$^7F_0 \rightarrow {}^5D_0$	577.7	0.0000	0.000	0.000	0.000
$^7F_1 \rightarrow {}^5D_1$	532.8	0.0059	0.006	0.009	0.004
$^7F_0 \rightarrow {}^5D_1$	524.8	0.0008	0.001	0.001	0.001
$^7F_0 \rightarrow {}^5D_2$	464.0	0.0024	0.002	0.004	0.002
$^7F_1 \rightarrow {}^5D_3$	414.6	0.0055	0.006	0.009	0.004
$^7F_0 \rightarrow {}^5L_6$	393.4	0.0428	0.013	0.058	0.044
$^7F_0 \rightarrow {}^5L_7 ... {}^5G_3$	379.4	0.0018	0.002	0.006	0.003
$^7F_0 \rightarrow {}^5G_6 ... {}^5G_3$	374.9	0.0036	0.005	0.019	0.013
$^7F_0 \rightarrow {}^5D_4$	361.4	0.0034	0.003	0.006	0.014
Среднеквадратичное отклонение			0.065	0.007	0.066

Прежде всего, следует отметить, что наилучшее описание экспериментальных сил линий межмультиплетных переходов достигается в приближении ASCI. Среднеквадратичное отклонение вычисленных сил линий от соответствующих экспериментальных значений в этом приближении получается на 89% меньше, чем в приближении D-O и SCI. В приближении ASCI значительно улучшилось согласие с экспериментом для переходов $^7F_0 \rightarrow {}^7F_4$, $^7F_1 \rightarrow {}^7F_4$, $^7F_1 \rightarrow {}^7F_5$, $^7F_1 \rightarrow {}^7F_6$ и $^7F_0 \rightarrow {}^7F_6$ на низколежащие мультиплеты. Хорошее описание в приближении ASCI свидетельствует о том, что в этом приближении влияние окружающих ионов на мультиплеты $^7F_4$, $^7F_5$ и $^7F_6$ учитывается более корректно, чем в приближении D-O и SCI.

Таким образом, можно сделать вывод – приближение аномально сильного конфигурационного взаимодействия является более адекватным для расчета спектроскопических свойств стекол, активированных ионами Eu^{3+}.

1. M. Dejneka, E.Snitzer, R.E.Riman, *J. Lumin*. **65**, pp.227-245, (1995).
2. B.R. Judd, *Phys. Rev*. **127**, pp. 750-761, (1962).
3. G.S. Ofelt, *J. Chem. Phys.* **37**, pp. 511-520, (1962).
4. А.А. Корниенко, Е.Б. Дунина, В.Л. Янкевич, *Опт. и спектр.* **80**, с. 871-874, (1996).
5. E.B. Dunina, A.A. Kornienko, L.A. Fomicheva, *Cent. Eur. J. Phys.* **6**, pp. 407-414, (2008).

ВЫСОКОТОЧНЫЙ РАСЧЕТ ЭНЕРГИИ АТОМОВ И ИОНОВ В РАМКАХ МЕТОДА ХАРТРИ–ФОКА–РУТАНА

Малыханов Ю.Б., Горшунов М.В., Еремкин И.Н.*

Мордовский государственный педагогический институт имени М. Е. Евсевьева, Саранск, Россия

***Центр профессиональной подготовки, Саранск, Россия**

Рассчитанные в алгебраическом приближении метода Хартри–Фока значения энергии атомов от водорода до кальция и всех их ионов, до водородоподобного атома включительно, сопоставляются с экспериментальными значениями, полученными по данным для потенциалов ионизации. Установлено, что для атомов с $5<Z\leq20$ рассчитанные значения энергии атомов и ионов лишь на 0,3%–0,5% выше опытных значений. Это свидетельствует о корректности приближений, лежащих в основе метода Хартри–Фока.

В ряде областей физики, наряду с энергией основного состояния атомов, необходимо знание энергии ионизованных состояний. В частности, в физике плазмы важную роль играют высокоионизованные атомы. Экспериментально энергия основного состояния атомов, а также их ионов может быть найдена, если измерить все, вплоть до водородоподобного атома, потенциалы ионизации. В свою очередь измерение последних из спектров атомов представляет сложную задачу атомной спектроскопии[1]. Многолетние исследования в области атомной спектроскопии позволили найти потенциалы ионизации всех атомов периодической системы элементов[1-3]. Однако наиболее достоверные данные получены лишь для первых двадцати атомов, а для тяжелых атомов ($Z\geq30$) измерены только первые потенциалы ионизации (для остальных атомов для некоторых потенциалов ионизации получены лишь приближенные оценки).

В связи с этим актуальной задачей является теоретический расчет энергии атомов и ионов на основе того или иного приближенного квантовомеханического метода. Расчеты энергии легких атомов в настоящее время выполнены с достаточно высокой точностью с

помощью вариационных методов и методов, учитывающих корреляцию. Однако вычисление энергии тяжелых атомов в таком приближении представляет сложную задачу, и расчеты таких атомов практически можно выполнить, например, на основе метода Хартри–Фока (ХФ).

В работе[4] представлены расчеты энергии нейтральных атомов от гелия до ксенона, выполненные с высокой точностью в рамках атомной теории Рутана–Хартри–Фока (метод Рутана–Багуса[5]). По точности выполнения теоремы вириала (10^{-15}–10^{-17}) проведенные расчеты превосходят все известные расчеты в алгебраическом приближении ХФ. Показано, что в рамках алгебраического метода можно получить значения энергии, отвечающие хартри-фоковскому пределу[4].

В настоящей работе нами выполнены расчеты в алгебраическом приближении ХФ энергии первых двадцати атомов периодической системы и всех их ионов до водородоподобного атома включительно, а также выполнено сравнение рассчитаных значений энергии атомов и ионов с экспериментальными данными[6]. Это позволило оценить точность, которую дает метод ХФ для энергии атомов и ионов.

Сравнение рассчитанных в рамках метода ХФ значений энергии с экспериментальными данными позволяет оценить степень обоснованности приближений, лежащих в основе метода Хартри–Фока. Для такого сравнения нужны достоверные экспериментальные данные для энергии нейтральных атомов и ионов, которые можно найти по экспериментальным данным для всех потенциалов ионизации атома. Определение потенциалов ионизации атома проводится на основе измерения спектров атомов и является чрезвычайно сложной задачей[1-3]. Тяжелые атомы имеют огромное число спектральных линий, систематизация которых очень затруднена. Поэтому энергию тяжелых атомов и их ионов, необходимую в различных приложениях, пока можно вычислить только теоретически. Чтобы оценить точность метода ХФ в расчетах энергии атомов и ионов, необходимо на возможно большем количестве примеров провести сравнение с экспериментально найденными значениями энергии. В алгебраическом варианте метода ХФ нами выполнены расчеты нейтральных атомов и всех их ионов до водородоподобного включительно первых двадцати атомов периодической системы.

Мы сравнили рассчитанные значени энергии атомов и их ионов до кальция включительно с экспериментальными данными[3]. Традиционно такое сравнение проводится на примере легких атомов, начиная с атома гелия. Метод ХФ для водородоподобных атомов дает точное нерелятивистское значение энергии, равное $-Z^2/2$ а.е. Поэтому из расчетов[6] можно оценить точность, которую дает эксперимент для энергии водородоподобных атомов. Эта точность далеко не идеальна. В частности, опытные значения энергии H и He^+ оказались выше рассчитанных. По-видимому, такая точность характерна и для остальных потенциалов ионизации. В связи с этим к экспериментальным данным для потенциалов ионизации следует относиться с осторожностью. Например, энергия атома гелия, рассчитанная с помощью дефинитного вариационного принципа[1], составляет –2,9037 а.е. Экспериментальное значение энергии гелия[3], оказалось выше и составляет –2,903385 а.е., хотя вариационный расчет не может дать значение энергии ниже опытного. Заметное расхождение рассчитанных значений энергии с опытными данными для малых атомов объясняется тем, что в таких атомах заметную роль играет пространственная корреляция электронов, которая в тяжелых атомах становится несущественной. В случае тяжелых атомов на первый план выходят релятивистские поправки.

Из полученных результатов[6] следует, что для атомов от C до Ca завышение рассчитанных значений энергии атомов и ионов по сравнению с экспериментальными в большинстве случаев практически одинаково и составляет всего 0,3%–0,5%. Это дает основания надеяться, что и для более тяжелых атомов метод ХФ дает такую же высокую точность, вполне достаточную для целого ряда приложений. Очевидно, что абсолютная погрешность вычисленных значений энергии атома и иона по сравнению с

экспериментальными увеличивается с ростом заряда ядра. В работе[7] проводится сравнение вычисленных значений энергии атомов от калия до меди в рамках предложенного авторами метода конфигурационного взаимодействия (КВ) с экспериментальными данными[2]. Установлено, что метод КВ[7] во всех случаях дает более высокие значения энергии, чем метод ХФ, результаты которого лучше согласуются с экспериментальными данными (погрешность не превышает 1%). Однако сопоставление вычисленных и опытных значений энергии атомов и ионов с $Z>20$ является не вполне корректным из-за ограниченной точности опытных значений.

Хорошее согласие рассчитанных на основе метода Хартри–Фока энергий атомов и ионов с опытными данными (там, где они имеются) является доказательством обоснованности приближений, лежащих в основе метода Хартри–Фока. При этом расчеты энергии тяжелых атомов и ионов в приближении Хартри–Фока[4-6] являются вполне выполнимой задачей.

1. С.Э. Фриш, *Оптические спектры атомов*, Москва-Ленинград, ФМ, (1963).

2. D.R. Lide, *Handbook of Chemistry and Physics*, 84th Edition, CRS Press, (2003-2004).

3. C.E. Moore, *Ionization Potentials and Ionization Limits Derived from the Analysis of Optical Spectra*, Natl. Stand. Ref. Data Ser., Natl. Bur. Stand. (U.S.), N34, (1970).

4. Ю.Б. Малыханов, М.В. Горшунов, С.В. Евсеев, И.Н. Еремкин, Р.М. Чадин, *Опт. и спектр.*, **114**, №3, с.355-362, (2013).

5. C.C.J. Roothaan, P.S. Bagus, *Methods in Computational Physics*, New York: Academic Press Inc, **2**, pp.47-94, (1963).

6. Ю.Б. Малыханов, М.В. Горшунов, *Журн. Прикл. Спектр*. (в печати).

7. C.B. Mendl, G. Friesecke, *J. Chem. Phys.*, **133**, с.1-14, (2010).

ОПИСАНИЕ ШТАРКОВСКОЙ СТРУКТУРЫ МУЛЬТИПЛЕТОВ ИОНА Pr^{3+} В КРИСТАЛЛЕ $CsCdBr_3$

Фомичева Л.А., Корниенко А.А.*, Дунина Е.Б.*

Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники, Минск, Беларусь

* Витебский государственный технологический университет, Витебск, Беларусь

С учетом влияния возбужденной конфигурации противоположной четности и конфигураций с переносом заряда выполнено описание штарковской структуры мультиплетов иона Pr^{3+} в кристалле $CsCdBr_3$.

В работе[1] выполнено описание кристаллического поля системы $CsCdBr_3:Pr^{3+}$ с помощью стандартной теории. В целом получены хорошие результаты, но при таком описании не принимается в расчет влияние конфигураций противоположной четности и эффектов ковалентности, которые играют определяющую роль в формировании интенсивностей f-f переходов. С целью устранения данного недостатка выполнено описание штарковской структуры мультиплетов иона Pr^{3+} в $CsCdBr_3$ с учетом влияния возбужденной конфигурации противоположной четности и конфигураций с переносом заряда. Такой подход позволяет получить хорошее согласие теоретических данных с экспериментальными, и при этом определить параметры кристаллического поля нечетной симметрии и параметры ковалентности, с помощью которых можно вычислить интенсивности f-f переходов.

В приближении слабого конфигурационного взаимодействия описание экспериментальных данных по штарковской структуре выполняют с помощью гамильтониана:

$$H_{cf} = \sum_{k=2,4,6} \sum_{q=-k}^{k} B_q^k C_q^k , \qquad (1)$$

где B_q^k - параметры кристаллического поля, C_q^k - сферические тензоры.

Условие слабого конфигурационного взаимодействия для 4f-элементов не выполняется, так как энергии возбужденных конфигураций порядка энергий высоко лежащих мультиплетов. Влияние возбужденных конфигураций более детально учитывается в приближении промежуточного[2]

$$H_{cf} = \sum_{k,q} \underbrace{\left[B_q^k + \left(E_J + E_{J'} - 2E_f^0 \right) G_q^k \right]}_{\widetilde{B}_q^k} C_q^k \qquad (2)$$

и сильного[3] конфигурационного взаимодействия

$$H_{cf} = \sum_{k,q} \underbrace{\left[B_q^k + \left(\frac{\Delta^2}{\Delta - E_J} + \frac{\Delta^2}{\Delta - E_{J'}} \right) \widetilde{G}_q^k \right]}_{\overline{B}_q^k} C_q^k . \qquad (3)$$

Здесь E_J, $E_{J'}$ – энергия мультиплетов; E_f^0 – центр тяжести энергии *f*-конфигурации; G_q^k – параметры, обусловленные межконфигурационным взаимодействием; Δ – энергия возбуждённой конфигурации.

Приближение сильного конфигурационного взаимодействия[3] позволяет получить хорошее согласие с экспериментом, если определяющий вклад в параметры межконфигурационного взаимодействия дает лишь одна возбужденная конфигурация или несколько возбужденных конфигураций с близкими значениями энергии. Если же возбужденные конфигурации имеют существенно разные энергии, то эффективный гамильтониан имеет более сложный вид[4]:

$$H_{cf} = \sum_{k,q} \left\{ B_q^k + \left(\frac{\Delta_d^2}{\Delta_d - E_J} + \frac{\Delta_d^2}{\Delta_d - E_{J'}} \right) \widetilde{G}_q^k(d) + \sum_i \left(\frac{\Delta_{ci}^2}{\Delta_{ci} - E_J} + \frac{\Delta_{ci}^2}{\Delta_{ci} - E_{J'}} \right) \widetilde{G}_q^k(c) \right\} C_q^k . \qquad (4)$$

Здесь Δ_d - энергия конфигурации $4f^{N-1}5d$, параметры $\widetilde{G}_q^k(d)$ можно оценить по формуле[2]:

$$\widetilde{G}_q^k(d) = -\frac{2k+1}{2\left\langle f \left\| c^k \right\| f \right\rangle} \sum_{p',p''} \sum_{t',t''} (-1)^q \begin{pmatrix} p' & p'' & k \\ t' & t'' & -q \end{pmatrix} \times \begin{Bmatrix} p' & p'' & k \\ f & f & d \end{Bmatrix} \left\langle f \left\| c^{p'} \right\| d \right\rangle \left\langle d \left\| c^{p''} \right\| f \right\rangle \frac{B_{t'}^{p'}(d)}{\Delta_d} \frac{B_{t''}^{p''}(d)}{\Delta_d}, \qquad (5)$$

где $B_t^p(d)$ параметры кристаллического поля нечетной симметрии.

Влияние конфигураций с переносом заряда зависит от энергии конфигурации Δ_{ci}, от симметрии окружения

$$\tilde{G}_q^k(c) = \sum_b \tilde{J}^k(b) C_q^{k*}(\Theta_b, \Phi_b) \qquad (6)$$

и от параметров ковалентности $\gamma_{\sigma f}$ и $\gamma_{\pi f}$ [5]:

$$\begin{aligned}
\tilde{J}^2(b) &\approx \frac{5}{28}\left[2\gamma_{\sigma f}^2 + 3\gamma_{\pi f}^2\right], \\
\tilde{J}^4(b) &\approx \frac{3}{14}\left[3\gamma_{\sigma f}^2 + \gamma_{\pi f}^2\right], \qquad (7) \\
\tilde{J}^6(b) &\approx \frac{13}{28}\left[2\gamma_{\sigma f}^2 - 3\gamma_{\pi f}^2\right],
\end{aligned}$$

где углы Θ_b, Φ_b задают направление на лиганд.

Ионы Pr^{3+} имеют незаполненную $4f^2$ -оболочку, состояния которой распределены по тринадцати мультиплетам. Характер расщепления мультиплетов и количество штарковских компонент зависит от симметрии поля. В кристалле $CsCdBr_3$ ионы Pr^{3+} занимают позиции с локальной симметрией C_{3v}.

Расчеты в приближении слабого и промежуточного конфигурационного взаимодействия не позволили получить удовлетворительное описание штарковской структуры мультиплетов иона Pr^{3+} в кристалле $CsCdBr_3$. Наилучшего описания штарковской структуры удается достичь с помощью гамильтониана (4), полученного в приближении аномально сильного конфигурационного взаимодействия, в котором учитывается влияние возбужденных конфигураций противоположной четности и конфигураций с переносом заряда. При таком подходе удается получить параметры кристаллического поля нечетной симметрии и параметры ковалентности, на основе которых можно вычислить параметры интенсивностей. На основе параметров интенсивностей можно выполнить предсказание наиболее эффективных каналов генерации лазерного материала, что важно для оптимального выбора активной среды.

1. E. Antic-Fidancev, M. Lemaitre-Blaise, J.-P. Chaminade, P. Porcher, *J. Alloys Compd.*, **225**, №1-2, 95-98 (1995).
2. А.А. Корниенко, Е.Б. Дунина, *Письма в ЖЭТФ*, **59**, №6, 385-388, (1994).
3. А.А. Корниенко, А.А. Каминский, Е.Б. Дунина, *ЖЭТФ*, **116**, №6, (1999).
4. E.B. Dunina, A.A. Kornienko, L.A. Fomicheva, *Cent. Eur. J. Phys.*, **6**, №3, 407-414, (2008)
5. А.А. Корниенко, Е.Б. Дунина, *Опт. и спектр.*, **97**, №1, 75-82, (2004)

ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ КЕРАМИКИ ZnS-Mn

Кучакова И. Ю., Дегода В. Я.

Киевский Национальный Университет им. Т. Шевченка, Факультет Физики, 03608

Глушкова 4, Киев, Украина e-mail: irinakuchakova@gmail.com

Проведенные в последние два десятилетия оптические исследования внутрицентровых переходов в ионах Mn, которые находятся в различных кристаллических матрицах, позволяют сделать вывод о том, что свойства электронных переходов существенно зависят от кристаллических матриц, концентраций ионов Mn, условий возбуждения и температуры. Внутрицентровое излучение двухвалентного марганца, представляет собой практический интерес, поскольку ZnS-Mn является наиболее эффективным электролюминесцентным фосфором. Исследование дозовых зависимостей

люминесценции керамики ZnS-Mn является актуальным для создания устройств отображения информации, поскольку они определяют их радиационную стойкость.

Объектом исследования была люминесцентная керамика ZnS с концентрацией 1% Mn в шихте. В работе было проведено исследование кинетики фото-и рентгенолюминесценции со временем (от дозы), при стационарном облучении люминесцентной керамики ZnS-Mn. Возбуждение рентгенолюминесценции осуществлялось интегральным излучением рентгеновской трубки БХВ-Re (20 кВ, 25 мА), возбуждение фотолюминесценции осуществлялось с помощью азотного лазера (□ = 337nm). При этом наблюдались две доминирующие полосы $\lambda_1 =$ 460 нм (голубая полоса) и $\lambda_1 =$ 590 ÷ 600 нм.

Небольшие различия в полуширине спектров стационарной ФЛ и РЛ обусловлены не элементарностью основной желтой полосы свечения. Следует отметить, что при мощностях возбуждения, которые использовали в экспериментальных исследованиях, интенсивность стационарной ФЛ заметно превышала интенсивность РЛ. Зон-зонное фото возбуждение кристаллов ZnS-Mn приводит к высвечивания светосуммы, о чем свидетельствует существенно меньшая интенсивность ТСЛ при фото возбуждении по сравнению с интенсивностью ТСЛ при рентгеновском возбуждении. Резко неоднородный характер рентгеновского возбуждения люминофоров приводит к пространственной неоднородности локализации носителей на центрах, а главное, ставит в зависимость от пространственной координаты, как будущее центров, так и соотношение между вероятностями рекомбинации и повторной локализации носителей заряда. Из исследований видно, что при малых дозах возбуждение (2с.) затухание фосфоресценции описывается гиперболой с показателем α> 1, а при больших дозах облучения (20хв.) - гиперболой с α <1. Очевидно, что такая особенность дозовых зависимостей фосфоресценции свидетельствует о локальном характере возбуждения люминесценции и накопления светосуммы. Исследование полос излучения вызывает повышенный интерес, что обусловлено практическим использованием ZnS-Mn как эффективного полупроводникового элемента МДМ-структур, широко применяемых в свет индикаторных экранах.

УЧЕТ В КИНЕТИКЕ КРОСС-АННИГИЛЯЦИОННОЙ ЗАМЕДЛЕННОЙ ФЛУОРЕСЦЕНЦИИ ДЕСОРБЦИИ МОЛЕКУЛ КИСЛОРОДА В СФЕРИЧЕСКОЙ ПОРЕ

Дмитриев А.Д., Стругова Д.В., Чмерева Т.М., Кучеренко М.Г.

Оренбургский государственный университет, Оренбург, Россия

Для корректного учета десорбции молекул кислорода в кинетике кросс-аннигиляционной замедленной флуоресценции люминофора в сферической полости разработана и исследована математическая модель, основанная на решении уравнения Фоккера-Планка.

Корректное описание кинетики процессов с участием электронно-возбужденных молекул представляет собой актуальную задачу в связи с развитием молекулярной электроники и фотоники. Одним из методов изучения наноструктур является метод, использующий бимолекулярные люминесцентные зонды, действие которых основано на безызлучательном переносе энергии электронного возбуждения между специально введенными в систему молекулами люминофоров. Например, часто используется реакция кросс-аннигиляции электронных возбуждений молекул кислорода и молекул люминофора. В результате взаимодействия молекулы кислорода с неподвижной

молекулой люминофора, находящейся в триплетном возбужденном состоянии, возникает возбужденное синглетное состояние молекулы O_2, а молекула люминофора дезактивируется. Далее молекула синглетного кислорода может прореагировать с еще не потушенным триплетным центром, в результате чего молекула люминофора переходит в первое возбужденное синглетное состояние, являющееся флуорогенным. Поэтому данный процесс сопровождается замедленной флуоресценцией. Как показано в работах [1, 2] на кинетику указанной реакции в пористых материалах существенное влияние оказывают размерные эффекты и особенности взаимодействия реагентов с поверхностью пор. А именно, реагенты значительную часть времени находятся у поверхности полости, и молекулы одного из реагентов могут участвовать в латеральной диффузии, прерываемой актами их ухода во внутреннюю область поры, поэтому интенсивность сигнала замедленной флуоресценции молекул люминофора зависит от частоты ухода возбужденных молекул O_2 с поверхности полости в объем. В работе [2] десорбция кислорода рассматривалась как диффузия в потенциале стенки поры или как переход из пристеночной потенциальной ямы в центральную, если потенциальная энергия молекулы кислорода в поре имеет двуямный вид. Физической причиной формирования такого двуямного потенциала может явиться заполнение полости полимерными макромолекулами, концентрация звеньев которых максимальна в центре поры. В последнем случае рассмотрение было основано на теории Крамерса.

Поскольку теория Крамерса применима в случае высокого потенциального барьера, намного превосходящего энергию теплового движения, в рассматриваемой задаче она будет давать неточный результат, так как высота барьера сравнима с энергией теплового движения. В такой ситуации необходимо решать уравнение Фоккера-Планка для плотности вероятности $g(r,t)$ обнаружения молекулы синглетного кислорода в момент времени t на расстоянии r от центра поры и рассчитывать вероятность отсутствия десорбции как интеграл от $g(r,t)$ по объему пристеночной области. В случае мезопористых систем можно ограничиться решением одномерного уравнения Фоккера-Планка

$$\frac{\partial}{\partial t} g(x,t) = D \frac{\partial}{\partial x}\left[\frac{\partial g}{\partial x} + \frac{1}{k_B T} \frac{\partial V}{\partial x} g(x,t) \right], \qquad (1)$$

где D – коэффициент диффузии, k_B – постоянная Больцмана, T – температура системы, V – потенциальная энергия молекулы кислорода, имеющая двуямный вид.

Граничные условия для функции $g(x,t)$ ставились в виде

$$\left[\frac{\partial g}{\partial x} + \frac{1}{k_B T} \frac{\partial V}{\partial x} g(x,t) \right]_{\substack{x \to 0 \\ x \to R}} = 0 \ . \qquad (2)$$

В качестве начального условия выбиралось дельта-функциональное распределение $g(x,0) = \delta(x - \xi)$, где ξ есть точка генерации синглетного кислорода.

Поскольку задача (1)-(2) с двуямным потенциалом, являющимся суперпозицией атом-атомных потенциалов Морзе или Леннарда-Джонса не имеет аналитического решения [1], потенциал заменялся модельным, состоящим из квадратичных функций и бесконечно высоких стенок

$$V(x) = \begin{cases} \infty, & x \le 0, \\ V_0 + k_1 x^2 / 2, & 0 < x < x_0, \\ k_2 \left(L^2 - x^2 \right) / 2, & x_0 < x < L, \\ \infty, & x \ge L, \end{cases} \qquad (3)$$

где $k_1 = 2(V_1 - V_0) / x_0^2$, $k_2 = 2V_1 / \left(L^2 - x_0^2 \right)$, $V_1 - V_0$ – глубина центральной ямы, V_1 – глубина пристеночной ямы, L – радиус поры.

Аналитическое решение задачи (1)-(2) с модельным потенциалом (3) имеет вид

$$g(x,t) = A_0 \exp[-V(x)/(k_B T)] + \exp[-V(x)/(2k_B T)] \sum_{n=1}^{\infty} A_n X_n(x) \exp\left[-\lambda_n^2 D t\right], \quad (4)$$

где

$$X_n(x) = \begin{cases} \exp\left[-k_1 x^2/(4k_B T)\right] F_1(x), & 0 \le x < x_0, \\ \dfrac{x_0 \exp\left[\left((k_2 - k_1)x_0^2 - k_2 x^2\right)/(4k_B T)\right] F_1(x_0)}{\left(Bx_0 F_2(x_0) + F_3(x_0)\right)} \left(BxF_2(x) + F_3(x)\right), & x_0 < x < L, \end{cases}$$

$F_1(x) = F\left((1-q_1)/4;\ 1/2;\ k_1 x^2/(2k_B T)\right)$, $F_2(x) = F\left((3-q_2)/4;\ 3/2;\ k_2 x^2/(2k_B T)\right)$,

$F_3(x) = F\left((1-q_2)/4;\ 1/2;\ k_2 x^2/(2k_B T)\right)$ – вырожденные гипергеометрические функции, $B = \left(k_2 L F_3(L)/(k_B T) - F_3'(L)\right) \Big/ \left(F_2(L) - k_2 L^2 F_2(L)/(k_B T) + L F_2'(L)\right)$.

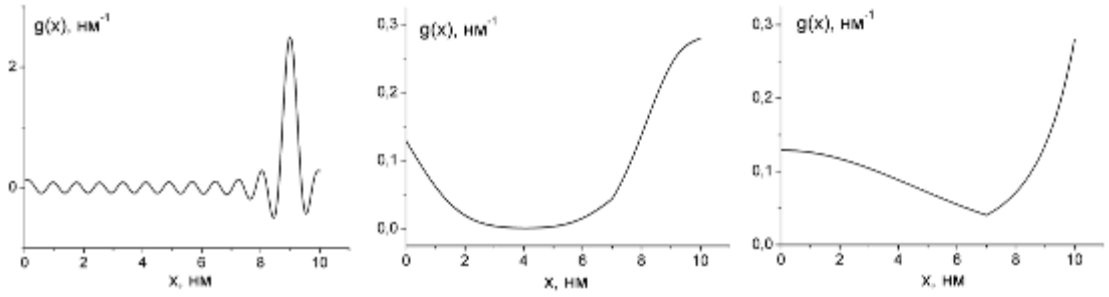
Здесь введены обозначения $q_1 = 1 + 2k_B T \lambda_n^2 / k_1$ и $q_2 = -1 + 2k_B T \lambda_n^2 / k_2$. Собственные значения оператора Фоккера-Планка λ_n^2 удовлетворяют уравнению

$$\frac{F_1'(x_0)}{F_1(x_0)} = \frac{B\left(F_2(x_0) - k_2 x_0^2 F_2(x_0)/(k_B T) + x_0 F_2'(x_0)\right) - \left(k_2 x_0 F_3(x_0)/(k_B T) - F_3'(x_0)\right)}{Bx_0 F_2(x_0) + F_3(x_0)},$$

где $F'(x_0)$ – производная гипергеометрической функции в точке x_0.

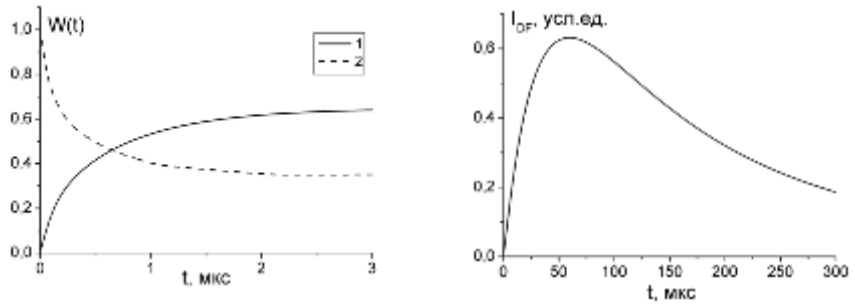
Коэффициент A_0 в формуле (4) находится из условия нормировки функции $g(x,\infty)$, а коэффициенты A_n определяются из начального условия.

На рисунке 1 представлены результаты расчетов плотности вероятности обнаружения молекулы кислорода в разных точках поры для разных моментов времени. Расчеты проводились при следующих параметрах модели: радиус поры 10 нм, глубина центральной ямы 30 мэВ, глубина пристеночной ямы 50 мэВ, максимум потенциального барьера между ямами приходился на 7 нм, температура системы 300 К, коэффициент диффузии кислорода 10^{-7} см^2/с, точка генерации синглетного кислорода 9 нм. Из графиков видно, что начальное дельта-функциональное распределение плотности вероятности быстро расплывается и стремится к распределению Больцмана. На рисунке 2а изображена временная зависимость вероятности нахождения молекулы синглетного кислорода в центральной (кривая 1) и пристеночной (кривая 2) яме. Как видно из рисунка вероятность отсутствия десорбции, то есть вероятность нахождения в пристеночной яме, с течением времени стремится к постоянному значению 0.35. На рисунке 2б представлены результаты расчетов кинетики замедленной флуоресценции люминофора. Для расчета интенсивности использовалась математическая модель, построенная в работе [2].



а) б) в)

Рис. 1. Плотность вероятности обнаружения определенных значений координат молекулы кислорода в разные моменты времени: а) t=0, б) t=0.1 мкс, в) t=10 мкс



а) б)

Рис. 2. а) вероятность нахождения молекулы кислорода в разных областях поры: 1 – в центральной яме, 2 – в пристеночной яме; б) кинетика кросс-аннигиляционной замедленной флуоресценции

В заключение следует отметить, что результаты расчетов вероятности отсутствия десорбции молекул кислорода и интенсивности замедленной флуоресценции согласуются с результатами работы [2]. Поэтому они могут быть использованы для анализа экспериментальных данных по люминесценции окрашенных нанопористых материалов.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки России (Госзаказ Министерства, проект № 1.3.06).

1. М.Г. Кучеренко, Т.М. Чмерева, В.В. Человечков, *Химическая физика и мезоскопия*, **13**, №4, 483-493, (2011)

2. М.Г. Кучеренко, Т.М. Чмерева, *Вестник ОГУ*, №9, 89-94, (2012)

НЕЛИНЕЙНЫЕ ПОЛЯРИЗАЦИОННО-МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ И ВОЗМОЖНЫЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ

Егоров А.А., Ушаков И. И.

Дом ученых им. М. Горького РАН, Санкт-Петербург, Россия

Сравниваются результаты операциональных измерений нелинейных поляризационно-магнитооптических эффектов нарушений магнитными полями угловых симметрий пространства-времени в стабильных атомах и идея М. Фарадея «о намагничивании света» от 12.3.1832.

Из научных исследований М. Фарадея по электричеству [1] особо выделена главная идея «...магнетизм и свет действуют друг на друга через посредство материи»[2] Поэтому он 12 марта 1832 г.[3] написал письмо для хранения в запечатанном виде в архивах Королевского Общества сроком на 100 лет, в котором особо отмечено: «...я хочу передать это письмо на хранение Королевскому Обществу, закрепить за собой определенной датой и таким образом иметь право, в случае экспериментального подтверждения объявить эту дату датой моего открытия...»

Через 150 лет операционально открыты и измерены в сдвоенной фарадеевской ячейке нелинейные поляризационно-магнитооптические эффекты нарушений магнитными полями угловых симметрий пространства-времени в стабильных атомах. В указанных исследованиях применяется дополнительный магнитоэллиптический модулятор с четвертьволновой кристаллической кварцевой пластинкой между импульсным соленоидом модулятора и основным (рабочим).

Такой прибор представляет собой модель солнечно-земных взаимодействий[4] и позволяет измерять указанные эффекты при минимальных значениях напряженности

магнитных полей даже при изменениях их знака (полярности), т. е. при перевороте спинов микрочастиц всех иерархических уровней. Угловые величины пространства - времени в таких условиях переполюсовки одного из магнитных полей принимают максимальное значение, что возможно соответствует значительным перепадам энергии даже с обострением при учете самодействия микрочастиц [5]

Надежность и точность рассматриваемых экспериментальных измерений в униполярных импульсных магнитных полях проверены общественной практикой путем внедрения в учебный процесс.

Современное кризисное состояние энергетических и экологических проблем [6] требует поиска и исследования альтернативных решений[7]

В заключении на слайдах анализируются результаты длительных экспериментальных измерений на указанной модели при различных величинах напряженности и направлениях униполярных импульсных магнитных полей.

1. М. Фарадей. *Экспериментальные исследования по электричеству*. Т. 1,2,3. Изд. АН СССР, (1947-1959).

2. М. Фарадей. *Избранные работы по электричеству*. ГОНТИ, М.-Л., с.226, п. 2224, (1939).

3. *Известия АН СССР*, отделение техническое, No5, с. 132, (1938).

4. Ушаков И. И. *Нелинейное взаимодействие намагниченного излучения Солнца с атмосферой Земли. Сб. трудов юбилейных чтений памяти А. Л. Чижевского*. СПб, изд-во Политехнического ун-та, с. 200-201, (2007).

5. Д. Пол. *Проект Вселенной (Новые открытия творческой способности природы к самоорганизации)*. М., (2009).

6. Ш. Ромсторф, Х. Й. Шельнхубер. *Глобальное изменение климата (диагноз,прогноз, терапия)*. М., ОГИ, (2009).

7. Ушаков И. И. *Альтернативные решения энергетических и экологических проблем. Труды семинара «Проблема риска техногенной и социальной сферы»*. изд-во Политехнического ун-та. Вып. 8, с. 85-88, (2009).

ФОТО- И ЭЛЕКТРОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ КОЛЛОИДНЫХ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК В ОРГАНИЧЕСКИХ МАТРИЦАХ СВЕТОДИОДОВ

Ващенко А.А., Витухновский А.Г., Коржонов Д.А., Тананаев П.Н.*

Физический институт им.П.Н.Лебедева РАН, Москва, Россия
*ООО «НТИЦ «Нанотех-Дубна», Дубна, Россия

Созданы и исследованы органические светоизлучающие диоды, использующие в качестве активного излучающего элемента слой коллоидных квантовых точек CdSe/CdS/ZnS. Показано, что изменение размеров ядра и оболочки квантовых точек CdSe/CdS/ZnS, позволяет существенно влиять не только на спектральные характеристики светодиодов, в том числе длину волны и ширину линии излучения, но и значительно модифицировать скорости передачи электронного возбуждения от органических молекул-доноров квантовым точкам.

Коллоидные полупроводниковые квантовые точки (КТ) обладают значительно меньшей шириной линий излучения (около 30-40 нм) по сравнению с традиционными люминофорами, которые используются в качестве источников белого света при определенной комбинации, либо как излучатели в определенной части спектра. Они обладают возможностью перестройки по спектру излучения при изменении их размера и

структуры. При встраивании квантовых точек в различные светоизлучающие системы их спектр излучения может регулироваться в диапазоне от синей части спектра до среднего ИК-диапазона. Следует отметить их фотостабильность и высокий порог фотообесцвечивания, а также высокую квантовую эффективность. Эти важные преимущества коллоидных квантовых точек делают их хорошими кандидатами для использования не только в качестве эмиттеров в органических светодиодах[1,2], но и в качестве преобразователей спектра.

Нами было создано и исследовано органическое светоизлучающее устройство, использующее в качестве активного излучающего элемента слой коллоидных квантовых точек CdSe/CdS/ZnS, имеющих конструкцию ядро-оболочка (core-shell).

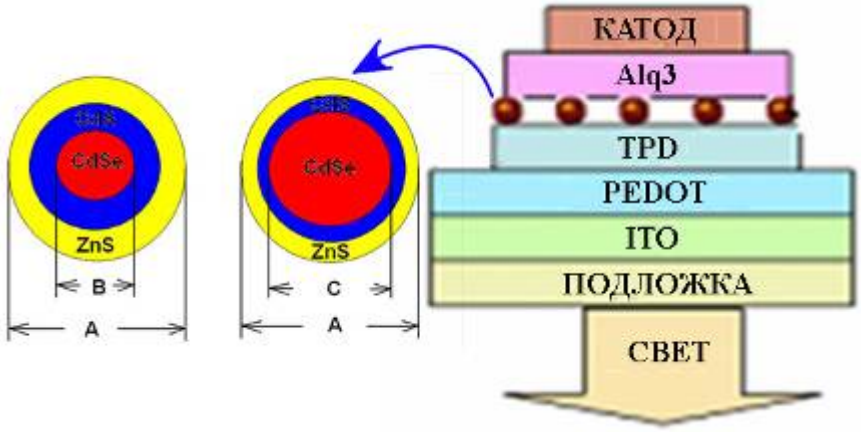


Рис. 1. Конструкция светодиода и схема квантовых точек.

При создании светодиодов было использовано два образца квантовых точек – КТ 1 и КТ 2. Состав оболочек подобран так, чтобы они имели одинаковый внешний размер (A = 6.5±0.3 нм) и разный размер ядра: КТ 1 - 3.2±0.3 нм, КТ 2 - 4.1±0.3 нм (схематически строение КТ изображено на Рис. 1). По сравнению с аналогичными двуслойными КТ, данные точки имеют более высокий квантовый выход люминесценции (КТ1 - 45% и КТ2 - 85%) с максимумами люминесценции на 590 нм (КТ1) и 630 нм (КТ2), а также обладают лучшей фотостабильностью[3].

Образцы органических светоизлучающих устройств были созданы с использованием технологии центрифугирования (spin-coating) и имели следующую структуру ITO/PEDOT/TPD:КТ(15 нм)/Alq3(30 нм)/Al(100 нм) (Рис. 1). Концентрация КТ была подобрана таким образом, чтобы обеспечить высаживание при центрифугировании монослоя квантовых точек на поверхности дыркопроводящего слоя TPD.

Для изучения влияния размеров CdSe ядра КТ, на спектральные и электронные характеристики светоизлучающего диода была вычислена скорость $K_{D\text{-}A}$ [c^{-1}] передачи энергии экситонного возбуждения[4] от одной органической молекулы монослою квантовых точек с поверхностной плотностью ρ_A. В качестве молекул доноров рассматривались молекулы Alq3 (tris(8-hydroxyquinolinato) aluminium) и TPD (N,N'-bis(3-methylphenyl)-N,N'-bis(phenyl)-benzidine) - составляющие соответственно электронный и дырочный транспортные слои светоизлучающего устройства.

$$K_{D-A} = \frac{R_F^6}{\tau}\int_0^\infty \frac{2\pi\rho_A r dr}{\left(r^2+l^2\right)^3} = \frac{1}{\tau}\left(\frac{l_F}{l}\right)^4$$

Здесь τ - время релаксации фотолюминесценции органических молекул τ = 0.9 нс для TPD и 18.2 нс для Alq3, l - расстояние от молекулы донора до плоскости монослоя. Величина l_F определяет характерный размер эффективной передачи энергии экситонного возбуждения слою квантовых точек.

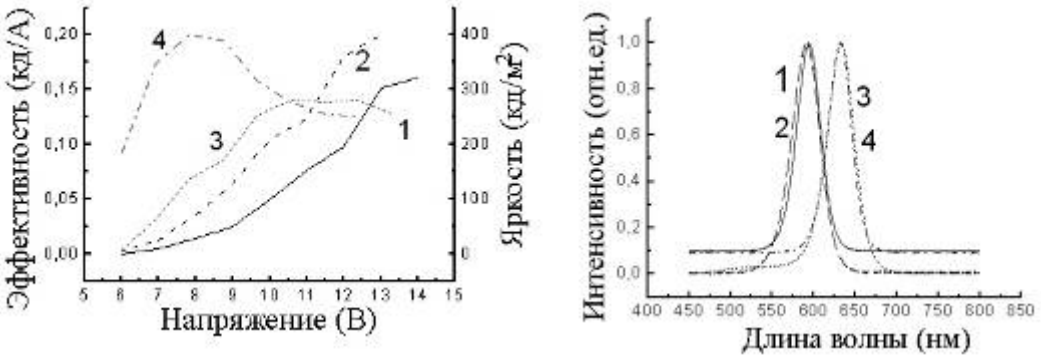
Величины $K_{D\text{-}A}$ и l_F, полученные для условного расстояния l = 10 нм приведены в таблице 1.

$D \rightarrow A$	$TPD \rightarrow QD$	$TPD \rightarrow QD$	$Alq_3 \rightarrow QD$	$Alq_3 \rightarrow QD$
D, нм	6.4	6.7	6.4	6.7
l_F, нм	10.1	8.9	9.2	7.9
$K_{D\text{-}A}$, c^{-1}	$1.14 \cdot 10^9$	$0.69 \cdot 10^9$	$3.9 \cdot 10^7$	$2.1 \cdot 10^7$

Таблица 1. Характерная длина, $l_F = R_F^{3/2}/a^{1/2}$ передачи экситонного возбуждения от органических молекул TPD и Alq3 плотноупакованному слою гибридных квантовых точек, CdSe/CdS/ZnS, с внешним диаметром D; $K_{D\text{-}A}$ скорость передачи энергии экситонного возбуждения.

Абсолютные величины скоростей $K_{D\text{-}A}$ передачи экситонного возбуждения от молекул TPD и Alq3 плотноупакованному слою квантовых точек CdSe/CdS составляют соответственно $K_{D\text{-}A} = 1.14 \times 10^9$ c^{-1} и $K_{D\text{-}A} = 3.9 \times 10^7$ c^{-1} при значении расстояния $l = l_F$ и заданных геометрических параметрах квантовой точки). Это позволяет сделать вывод о том, что в наших условиях передача энергии экситонного возбуждения более эффективным образом происходит от молекул TPD нежели от молекул Alq3. Из таблицы 1 также следует, что скорости переноса энергии для более «длинноволновых» точек (с большим ядром) оказываются в среднем в 2 раза меньше чем для более «коротковолновых» (с меньшим ядром). Однако, с учетом того, что квантовый выход «коротковолновых точек» в два раза меньше чем «длинноволновых» (45% и 85% соответственно), следует ожидать похожих значений эффективностей светодиодов, что и наблюдается в эксперименте (рис. 2а, кривые 3, 4).

Приведенные на рис.2б спектры электролюминесценции сопоставлены со спектрами фотолюминесценции квантовых точек в толуоле. Хорошее совпадение и максимумов излучения и формы свидетельствует, что наблюдается действительно излучение КТ. Полученные на основе квантовых точек CdSe/CdS/ZnS образцы QD-OLED демонстрировали довольно яркое свечение достигавшее 400 кд/м^2 (рис. 2б, кривые 1, 2).



а) б)

Рис. 2. а) вольт-яркостные характеристики QD-OLED на основе КТ: 1 - КТ1; 2 – КТ2. Токовые эффективности QD-OLED на основе КТ: 3 - КТ1; 4 – КТ2.
б) Спектры фото- и электролюминесценции квантовых точек CdSe/CdS/ZnS. 1 (сплошная линия) - фотолюминесценция КТ1. 2 (шриховая линия) - электролюминесценция КТ1. 3 (штрихпунктирная линия) - фотолюминесценция КТ2. 4 (пунктирная линия) - электролюминесценция КТ2.

Результаты исследования показывают важность конструкции наноразмерного излучателя, в частности, соотношения размеров ядра и толщины оболочки. Очевидно, что образцы КТ2 с диаметром ядра 4.1 нм имеют более высокую эффективность при низких напряжениях (см. рис. 3, кривая 4). Проведенные исследования показывают, что изменение размеров ядра и оболочки квантовых точек CdSe/CdS/ZnS, позволяет существенно влиять не только на спектральные характеристики QD-LED (в том числе длину волны и ширину линии излучения), но и значительно модифицировать скорости передачи электронного возбуждения от органических молекул доноров квантовым точкам.

1. J. Lim, W. K. Bae, J. Kwak, S. Lee, C. Lee, and K. Char. *Opt. Mater. Exp.*, **2**, No. 5, 594-628, (2012).

2. K.S.Cho, E.K.Lee, W.J.Joo, E.Jang, T.H.Kim, S.J.Lee, S.J.Kwon, J.Y.Han, B.K.Kim, B.L.Choi, J.M.Kim. *Nat. Photon.* **3**, c.341-345 (2009).

3. J.Kwak, W. K. Bae, D. Lee, I. Park, J. Lim, M. Park, H. Cho, H. Woo, D. Y. Yoon, K. Char, S. Lee, and C. Lee. *Nano Lett.*, Article ASAP, (2012).

4. H. Kuhn. *J. Chem. Phys.*, **53**, 101, (1970).

ДИНАМИКА ТЕРМОДИФФУЗИОННОГО ОТКЛИКА В ДВУХКОМПОНЕНТНЫХ ЖИДКОФАЗНЫХ СРЕДАХ

Иванов В.И., Иванова Г.Д., Хе В.К.

Дальневосточный государственный университет путей сообщения, Хабаровск, Россия

Проанализирован термодиффузионный отклик в тонкослойной жидкой прозрачной среде с поглощающими наночастицами.

В жидких двухкомпонентных средах, кроме обычного теплового отклика, связанного с тепловым расширением среды, могут возникать концентрационные потоки, обусловленные явлением термодиффузии (эффекта Соре)[1-2]. В этом случае появляется дополнительный механизм оптической нелинейности среды, обусловленный перераспределением концентрации компонент в неоднородном световом поле и соответствующим изменением показателя преломления (и поглощения) среды.

Целью данной работы является анализ процессов тепломассопереноса в двухкомпонентной среде под действием гауссова пучка излучения.

Рассмотрим двухкомпонентную жидкофазную среду, коэффициент поглощения которой α целиком определяется одним компонентом с массовой концентрацией C ($\alpha = \beta C$, где $\beta = (\partial\alpha/\partial C)$ - константа среды). Для гауссова пучка распределение интенсивности падающего излучения в плоскости слоя $I = I_0 \exp(-r^2/\omega^2)$, где I_0 - интенсивность излучения в центре гауссова пучка, ω - радиус пучка, *r* – расстояние от оси пучка (Рис. 1).

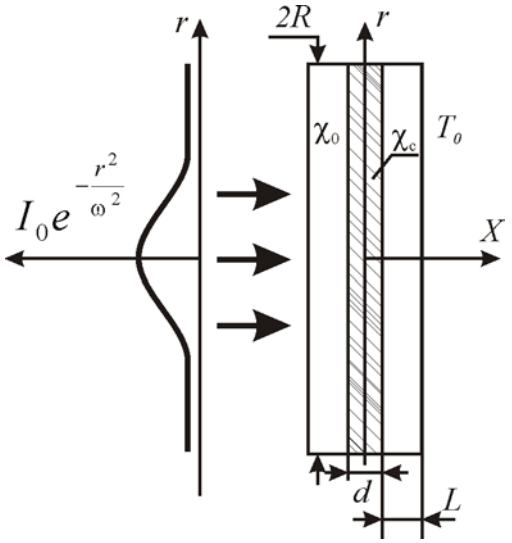


Рис. 1. К расчету температурного и концентрационного распределения в двухкомпонентной среде в тонкослойной цилиндрической кювете

Для анализа используется система балансных уравнений теплового J_1 и концентрационного J_2 потоков наночастиц C с соответствующими граничными условиями [3]:

$$c_p \rho \frac{\partial T}{\partial t} = -\operatorname{div} J_1 + \alpha I_0 \exp(-\frac{r^2}{\omega^2}), \quad (1)$$

$$\frac{\partial C}{\partial t} = -\operatorname{div} J_2, \quad (2)$$

$$J_1 = -D_{11} \vec{\nabla} T, \quad (3)$$

$$J_2 = -D_{21} C \vec{\nabla} T - D_{22} \vec{\nabla} C, \quad (4)$$

$$J_1(\pm(L + \frac{d}{2})) = \gamma(T_2 - T_0), \quad (5)$$

$$\left.\frac{\partial C}{\partial r}\right|_{r=0} = 0, \quad (6)$$

где c_p - удельная теплоемкость среды, ρ - плотность среды, T - температура среды, D_{11} - коэффициент теплопроводности среды, D_{22} - коэффициент диффузии поглощающих частиц, D_{21} - коэффициент термодиффузии, γ - коэффициент конвективного теплообмена, T_0 - температура внешней среды, T_2 - температура на границы кювета-воздух, L - толщина стенки кюветы.

Полученные аналитические выражения решения системы (1) – (6) для $T(r,t)$ и $C(r,t)$ могут быть использованы при экспериментальном определении величин коэффициентов тепломассопереноса в многокомпонентных жидкофазных средах [4-5].

1. M. Giglio, A. Vendramini, *Appl. Phys. Lett.*, **25**, №10, p. 555-557, (1974).

2. Г.Д. Рабинович, *Разделение изотопов и других смесей термодиффузией*, М.: Атомиздат, 144 с., (1981).

3. В. И. Иванов, Г. Д. Иванова, В. К. Хе, *Вестник ТОГУ*, №4, с.39-42, (2011).

4. L. Vicary, *Philosoph. Mag. B.*, **82,** №4, p. 447-452, (2002).

5. В.И. Иванов, К.Н. Окишев, Ю.М. Карпец, А.И. Ливашвили, *Известия Томского политехнического университета*, **308**, № 5, с. 23-24, (2005).

СПЕКТРЫ КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА МОНОКРИСТАЛЛОВ НИОБАТА ЛИТИЯ ПРИ ВОЗБУЖДЕНИИ В УЛЬТРАФИОЛЕТОВОЙ, ВИДИМОЙ И БЛИЖНЕЙ ИНФРАКРАСНОЙ ОБЛАСТЯХ

Яничев А.А., Габаин А.А., Сидоров Н.В., Палатников М.Н., Сюй А.В.*, Гапонов А.Ю.*

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт химии и технологии редких элементов и минерального сырья им. И.В.Тананаева Кольского научного центра РАН, Апатиты, Россия

*Дальневосточный государственный университет путей сообщения, Хабаровск, Россия

Методами спектроскопии комбинационного рассеяния света при возбуждении в ультрафиолетовой, видимой и ближней инфракрасной областях, методами лазерной коноскопии и электронного парамагнитного резонанса исследованы фоторефрактивные свойства, структурная и оптическая однородность кристаллов $LiNbO_3$:Cu ([Cu] = 0.015 мас.%), выращенных из расплава конгруэнтного состава, номинально чистых кристаллов стехиометрического состава, выращенных из расплава с 58,6 мол.% Li_2O ($LiNbO_3$стех), а также номинально чистых кристаллов.

Методами спектроскопии КРС (при возбуждении спектров в ультрафиолетовой (λ_o=325 нм), видимой (λ_o=532 нм) и ближней ИК- (λ_o=1064 нм) областях), ЭПР и компьютерного моделирования выполнены комплексные исследования структурной однородности фоторефрактивных монокристаллов ниобата лития ($LiNbO_3$) разного состава: стехиометрических (Li/Nb=1), выращенных из расплава с 58,6 мол.% Li_2O ($LiNbO_3$стех.); конгруэнтных (Li/Nb=0,946, $LiNbO_3$конгр); конгруэнтных, легированных медью ([Cu] = 0,015 мас. %, $LiNbO_3$:Cu). Спектры регистрировались спектрографом T64000 фирмы Horiba Jobin Yvon и Фурье-Раман спектрометром RFS-100/S фирмы Bruker.

Установлено, что значения частот и ширин некоторых экспериментально наблюдаемых линий в спектрах КРС исследованных монокристаллов, соответствующих фундаментальным колебаниям кристаллической решетки, зависят от длины волны возбуждающего излучения. Показано, что образование в фоторефрактивном кристалле дефектов, индуцированных лазерным излучением видимого диапазона, вносит дополнительное разупорядочение в структуру кристалла и дополнительный вклад в уширение линий в спектре КРС. По этой причине ширины некоторых линий при возбуждении спектров в видимой области могут быть больше, чем при возбуждении спектров в ближней инфракрасной области. Показано, что проявление фоторефрактивного эффекта в кристалле $LiNbO_3$:Cu ([Cu] = 0,015 мас. %) обусловлено не только наличием собственных заряженных дефектов с локализованными на них электронами, как это наблюдается для номинально чистых монокристаллов ниобата лития стехиометрического и конгруэнтного составов, но и вследствие перезарядки катионов меди ($Cu^{2+} \rightarrow Cu^{+}$) под действием лазерного излучения. В спектре КРС монокристаллов ниобата лития обнаружены малоинтенсивные линии, не относящиеся к фундаментальным колебаниям кристаллической решетки, ширины которых аномально уменьшаются при разупорядочении структуры кристалла в целом. Такое аномальное поведение ширин линий может быть обусловлено наличием в кристалле микроструктур (кластеров), в которых происходит локальное упорядочение структуры монокристалла при разупорядочении структуры кристалла в целом. Методами компьютерного моделирования выполнено исследование процессов, происходящих при образовании энергетически равновесных кислородно-октаэдрических кластеров в

сегнетоэлектрической фазе кристалла ниобата лития. Полученные данные сопоставлены с данными вакансионных моделей.

МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ АНИЗОТРОПИИ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ СИСТЕМ

Бибикова Э.А.*,, Кундикова Н.Д.*,****

* Южно-Уральский государственный университет, Челябинск, Россия
** Институт электрофизики УрО РАН, Екатеринбург, Россия
e-mail: evelina.nlo@mail.ru, knd@susu.ac.ru

Разработан поляриметрический метод определения параметров анизотропии поляризационных систем. Проведено компьютерное моделирование эксперимента, выявлено влияние погрешностей измерений на значения определяемых параметров. Экспериментальное тестирование метода проведено на примере системы, состоящей из двух слюдяных пластинок.

Любая поляризационная среда или система по своим поляризационным свойствам эквивалентна системе из четырех последовательно расположенных простейших элементов[1]: вращателя плоскости поляризации (CP), линейного фазосдвигающего элемента (LP), циркулярного (CA) и линейного (LA) поляризаторов. В результате такая среда однозначно характеризуется шестью эффективными параметрами анизотропии: линейным фазовым сдвигом Δ, азимутом медленной оси линейного фазосдвигающего элемента α, коэффициентом линейного дихроизма P, коэффициентом циркулярного дихроизма R, оптической активностью ϕ и азимутом оси пропускания θ линейного поляризатора. Седьмым параметром является коэффициент, определяющий степень поляризации, при наличии деполяризации в среде.

Определение эффективных параметров позволит получить полную информацию об анизотропных свойствах конкретной среды или поляризационной системы, и это в свою очередь даст возможность идентифицировать ее, а также найти закономерности и провести сравнительный анализ анизотропных свойств сред различной природы.

В настоящее время поляризационные методы исследования материалов нашли широкое применение в различных областях науки и техники благодаря неинвазивности методики и точности полученных результатов. Измерение эффективных параметров анизотропии позволяет обнаружить патологические изменения в биологических тканях в динамике[2], распознать происхождение материалов[3], определить степень шероховатости поверхности тонкой пленки и отличить на ней области с нарушением ориентационного порядка[4].

Целью данной работы явилось разработка метода определения эффективных параметров анизотропии поляризационной среды, отличающегося простотой и низкой стоимостью.

Предлагаемый метод является по существу поляриметрическим. Суть его заключается в следующем. Свет от когерентного источника распространяется через поляризатор, исследуемую среду и анализатор. Мощность света на выходе измерительной схемы определяется при различных положениях осей пропускания поляризатора γ и анализатора β. В произвольной системе координат преобразование поляризации света через такую схему на основе формализма матриц Джонса имеет вид:

$$\mathbf{T}^{\mathrm{AN}}(\gamma)\times\mathbf{T}^{\mathrm{SR}}\times\mathbf{J}_0(\beta)=\mathbf{J}_{\mathrm{out}}\,.$$

Здесь $\mathbf{T}^{\mathrm{AN}}$ – матрица Джонса анализатора, выражающаяся в виде:

$$\mathbf{T}^{\mathrm{AN}} = \begin{pmatrix} \cos^2\gamma & \cos\gamma\sin\gamma \\ \cos\gamma\sin\gamma & \sin^2\gamma \end{pmatrix}.$$

$\mathbf{J}_0$ – вектор-столбец прошедшего через поляризатор линейно поляризованного излучения с плоскостью поляризации, ориентированной под углом β к оси *OX*, определяемый по формуле:

$$\mathbf{J}_0 = \begin{pmatrix} \cos\beta \\ \sin\beta \end{pmatrix}.$$

$\mathbf{J}_{\mathrm{out}}$ – вектор-столбец выходного излучения, записываемый в виде:

$$\mathbf{J}_{\mathrm{out}} = \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix},$$

где E_x и E_y –компоненты вектора электромагнитной волны.

$\mathbf{T}^{\mathrm{SR}}$ - матрица Джонса исследуемой среды, которую, как уже говорилось выше, можно представить как систему из четырех простейших поляризационных элементов[1]:

$$\mathbf{T}^{\mathrm{SR}} = \mathbf{T}^{\mathrm{CP}}(\phi)\times\mathbf{T}^{\mathrm{LP}}(\Delta,\alpha)\times\mathbf{T}^{\mathrm{CA}}(R)\times\mathbf{T}^{\mathrm{LA}}(P,\theta).$$

Интенсивность выходящего излучения определяется по формуле:

$$I_{\mathrm{out}} = E_x^2 + E_y^2 = f(\beta,\gamma,\mathrm{P},\Delta,R,\alpha,\phi,\theta).$$

Здесь $\mathrm{P},\Delta,R,\alpha,\phi,\theta$ – параметры анизотропии исследуемой среды; γ, β – азимуты осей поляризатора и анализатора. Варьируя в ходе эксперимента азимуты γ и β, и измеряя соответствующие интенсивности I_{out}, можно получить систему уравнений с шестью неизвестными. Решая эту систему компьютерными методами можно определить все эффективные параметры исследуемой среды. Для увеличения точности определения параметров требуется провести как можно больше измерений интенсивности I_{out} при различных комбинациях углов γ и β. Следует отметить, что величину I_{out} необходимо нормировать на значение интенсивноти входного пучка I_0, измеренную после поляризатора. Но так как матричный формализм Джонса не учитывает отражения и рассеяния на элементах, в реальном эксперименте влияние этих эффектов на измеренные интенсивности можно учесть, нормируя I_{out} на выходе схемы на величину gI_0, где g - коэффициент, учитывающий долю отраженного и рассеянного света на всех элементах схемы. Определить величину gI_0 можно, измерив интенсивность излучения после анализатора, при условии что все ее элементы (поляризатор, поляризационная системы, анализатор) соосны.

Было проведено компьютерное моделирование эксперимента с целью выявления влияния возможных погрешностей измерений на результирующие значения эффективных параметров. Так же была проведена экспериментальная апробация метода на примере системы, состоящей из двух слюдяных пластинок, эффективные параметры которой можно посчитать теоретически, используя результаты работы[5]. Такая система в условиях многолучевой интерференции света обладает всеми шестью эффективными параметрами[6]. Показано хорошее соответствие экспериментальных результатов теоретическим.

1. S.N. Savenkov, V.V. Marienko, E. A. Oberemok, *Phys. Rev.*, 74, 056607-1, (2006).

2. S.N. Savenkov, E.A. Oberemok, S.A. Mamilov, S.S. Esman, M.M. Asimov, *Journal of Applied Spectroscopy*, 78, pp. 87-94, (2011).

3. В.В. Петров, А.А. Крючин, С.Н. Савенков, И.В. Горбов, А.С. Климов, Е.А. Оберемок, *Регистрация, сохранение и обработка данных*, **11**, с. 3-11, (2009).

4. A.A. Galkin, V.I. Kravchenko, V. P. Verbitski, S. N. Savenkov, E.A. Oberemok, *J. Opt. Technol*. **71** (5), pp. 322-326, (2004).

5. E.A. Bibikova, N.D. Kundikova, A.M. Popkova, I.I. Popkov, *Proc. SPIE*, **8011**, 80110U-1, (2011).

6. E.A. Bibikova, N.D. Kundikova, *Applied Optics* **52** (9), pp. 1852-1856 (2013).

ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫЕ ЯВЛЕНИЯ В СИСТЕМЕ ИЗ ДВУХ ОПТИЧЕСКИХ КОМПОНЕНТОВ

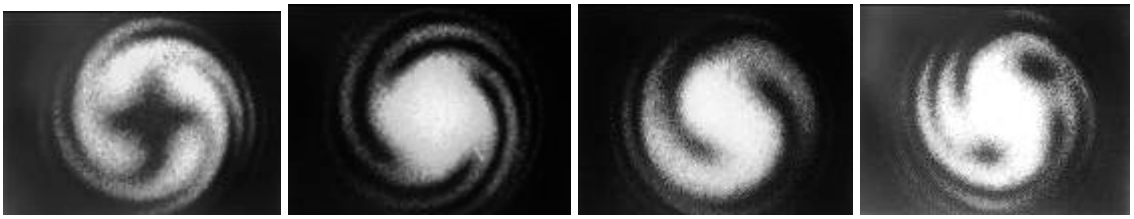
Пикуль О.Ю., Коваленко Л.Л.

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Дальневосточный государственный университет путей сообщения», Хабаровск, Россия

Получены коноскопические картины в виде спиралей Эйри для систем, в которых одним из компонентов является плосковыпуклая линза, выполненная из оптически активного кристалла, с линейным, циркулярным и эллиптическим излучением

В оптической системе[1] одним из компонентов для получения спиралей Эйри может быть не только оптически активная плоскопараллельная пластинка, но и двулучепреломляющая оптически активная кварцевая линза (рис. 1, а, б). При этом оптические оси линзы и пластинки сонаправлены между собой и осью оптической системы. Направление закручивания ветвей четырехходовой спирали при взгляде навстречу лучу (против часовой стрелки, левое) совпадает с направлением вращения плоскости поляризации в пластинке (в данном случае левовращающая пластинка TeO_2), расположенной ближе к экрану (рис. 1, а).

Спирали Эйри с циркулярным излучением (рис. 1, в) становятся двухходовой спиралью, направление закручивания которой (против часовой стрелки, левое) также соответствует направлению вращения плоскости поляризации излучения пластинкой, расположенной ближе к экрану. Спирали Эйри для этой же двухкомпонентной системы с эллиптическим излучением приведены на рис. 1, г.



а б в г

Рис. 1 Спирали Эйри для системы из правовращающей плосковыпуклой кварцевой линзы и левовращающей плоскопараллельной пластинки TeO_2 (ближе к экрану) с линейно поляризованным излучением: а) в скрещенных поляризаторе и анализаторе; б) в параллельных поляризаторе и анализаторе. в) с циркулярным излучением; г) с эллиптическим излучением.

1. О.Ю. Пикуль, Л.В. Алексеева, И.В. Повх и др., *ИВУЗ. Приборостр*., №12, с.53-55. (2004).

ПРЕЛОМЛЕНИЕ ПЛОСКОЙ s - ПОЛЯРИЗОВАННОЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ НА ВЫХОДЕ ИЗ СРЕДЫ, СОСТОЯЩЕЙ ИЗ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ И МАГНИТНЫХ ДИПОЛЕЙ

Авербух И.Б., Авербух Б.Б.

Тихоокеанский Государственный университет, Хабаровск, Россия

В однородной среде за диэлектрическим слоем (ближняя зона) распространение поля подобно рефракции в неоднородной среде. Направление волнового вектора прошедшего поля плавно меняется, стремясь при удалении от слоя к направлению волнового вектора падающей на слой волны.

Настоящая работа является продолжением работ[1,2], в которых рассматривалось распространение плоской s - поляризованной электромагнитной волны через диэлектрик, состоящий из периодически расположенных плоскопараллельных монослоев точечных электрических диполей[1], и диэлектрик, в котором монослои из электрических диполей (электрические монослои) чередуются с монослоями из магнитных диполей (магнитные монослои)[2]. Были получены выражения для полей, рассеянных разными монослоями, показана справедливость теоремы погашения для каждого монослоя и получено выражение для среднего волнового вектора распространяющейся вперед волны.

В настоящей работе рассматривается механизм преломления прошедшей через плоскопараллельный диэлектрический слой (т.е. на выходе из среды) плоской электромагнитной s-поляризованной волны. Среда считается состоящей из $T = 2q$ плоскопараллельных дипольных монослоев (q электрических и q магнитных). Модель среды, та же что и в работе[2]. Все дипольные монослои лежат в плоскостях xy, пересекающих ось z в точках $z_1, z_2, z_3 \ldots$. Расстояния между всеми монослоями по оси z одинаковы и равны a. Диполи (с линейной поляризуемостью A) одного монослоя расположены равномерно (электрические с плотностью N_d и магнитные – с плотностью N_m) и неупорядоченно и в пределах своего монослоя не взаимодействуют между собой. Поскольку внешнее поле распространяется вперед, то рассматривается рассеяние последовательными монослоями диполей, причем учитывается, что каждый дипольный монослой находится в поле излучения всех других монослоев. Далее считаем, что нечетные монослои являются электрическими, а четные – магнитными.

Пусть на первый электрический монослой со стороны $z < z_1$ под углом α падает поляризованное вдоль оси x монохроматическое поле $\boldsymbol{E}_0 = E_0 \boldsymbol{e}_0 \exp(i\omega t - i\boldsymbol{k}_0 \boldsymbol{r})$ с частотой ω, волновым вектором $\boldsymbol{k}_0$ и вектором поляризации $\boldsymbol{e}_0$. Вектор $\boldsymbol{k}_0$ лежит в плоскости yz и имеет две ненулевые составляющие, т.е. $\boldsymbol{k}_0 = (0, k_{0y}, k_{0z})$. Индуцированные этим полем дипольные моменты первого монослоя излучают и формируют рассеянное вперед этим монослоем поле

$$\boldsymbol{E}_{1d}(x_2, y_2, z_2 > z_1) = -iP_d E_0 \boldsymbol{e}_0 \exp(i\omega t - ik_{0y} y_2 - ik_{0z} z_2),$$

$$\mathbf{H}_{1d}(x_2, y_2, z_2 > z_1) = -iP_d E_0 (\cos\alpha \mathbf{e}_y - \sin\alpha \mathbf{e}_z) \exp(i\omega t - ik_{0y} y_2 - ik_{0z} z_2),$$

где $P_d = 2\pi N_d A k^2 / k_{0z}$, а $\mathbf{e}_y$ и $\mathbf{e}_z$ - единичные векторы вдоль соответствующих осей. На второй (магнитный) монослой диполей падают внешнее поле и поле, рассеянное первым электрическим монослоем, т.е. $\boldsymbol{E}_0 + \boldsymbol{E}_{1d}$ и $\boldsymbol{H}_0 + \boldsymbol{H}_{1`d}$. Далее будем предполагать, что индуцированный магнитный момент диполя второго монослоя пропорционален

вынуждающему магнитному полю, т.е. $\boldsymbol{m} = D(\boldsymbol{H}_0 + \boldsymbol{H}_{1`d})$. Эти магнитные диполи излучают и формируют рассеянное всем магнитным монослоем вперед поле

$$\boldsymbol{E}_{2m}(x_3, y_3, z_3 > z_2) = -iP_m(1 - iP_d)E_0\boldsymbol{e}_0 \exp(i\omega t - ik_{0y}y_3 - ik_{0z}z_3),$$

$$\boldsymbol{H}_{2m}(x_3, y_3, z_3 > z_2) = -iP_m(1 - iP_d)E_0(\cos\alpha\boldsymbol{e}_y - \sin\alpha\boldsymbol{e}_z)\exp(i\omega t - ik_{0y}y_3 - ik_{0z}z_3),$$

И так далее. Поле излучения вперед всех $2q$ дипольных монослоев (т.е. всего диэлектрика в целом) в точке наблюдения ($x, y, z_T + b$), находящейся на расстоянии b от слоя, равно

$$\boldsymbol{E}(x, y, z_T + b) = (1 - iP_d)^q(1 - iP_m)^q E_0\boldsymbol{e}_0 \exp[i\omega t - ik_{0y}y - ik_{0z}(z_T + b)],$$

$$\boldsymbol{H}(x, y, z_T + b) = (1 - iP_d)^q(1 - iP_m)^q E_0(\cos\alpha\boldsymbol{e}_y - \sin\alpha\boldsymbol{e}_z)\exp[i\omega t - ik_{0y}y - ik_{0z}(z_T + b)].$$

При $|P_d| << 1, |P_m| << 1$ и $k_{0z}a << 1$ это можно представить в виде

$$\boldsymbol{E}(x, y, z_T + b) = \boldsymbol{e}_0 E_0 \exp[i\omega t - ik_{0y}y - ik_{0z}z_1 - i[q(k_{0z} + P_d/a) + (q-1)(k_{0z} + P_m/a)]a - ik_{3z}b]$$

$$\boldsymbol{H}(x, y, z_T + b) = E_0(\cos\alpha\boldsymbol{e}_y - \sin\alpha\boldsymbol{e}_z) \times$$

$$\times \exp[i\omega t - ik_{0y}y - ik_{0z}z_1 - i[q(k_{0z} + P_d/a) + (q-1)(k_{0z} + P_m/a)]a - ik_{3z}b],$$

где $k_{3z} = k_{0z} + P_m/b$.

Таким образом, за диэлектрическим слоем распространяется поле (т.е. прошедшее через диэлектрик поле), у которого z компонента волнового вектора зависит от расстояния b между точкой наблюдения и диэлектрическим слоем. С ростом b величина k_{3z} уменьшается, стремясь к значению k_{0z}. Точка наблюдения обычно находится в дальней зоне и $b >> \lambda >> a$. В этом случае $k_{3z} \approx k_{0z}$ и волновой вектор выходящей из диэлектрического слоя волны практически параллелен волновому вектору падающей на слой волны.

Непрерывное изменение компоненты k_{3z} с расстоянием b при неизменном $k_{3y} = k_{0y}$ означает плавный поворот вектора $\boldsymbol{k}_3 = (0, k_{3y} = k_{0y}, k_{3z})$ в пространстве за диэлектрическим слоем, что аналогично явлению рефракции в неоднородной среде (хотя здесь среда за слоем однородна). Учитывая, что $\frac{k_{3z}}{k_{3y}} = ctg\gamma$, и представляя $ctg\gamma$ как $\frac{db}{dy}$, зависимость k_{3z} от b можно представить в виде $\frac{db}{dy} = ctg\alpha(1 + \frac{P_m}{bk_{0z}})$. А отсюда следует следующая зависимость b от y: $\xi - \ln(1 + \xi) = By$, где $\xi = \frac{bk_{0z}}{P_m}$, а $B = \frac{k_{0z}ctg\alpha}{P_m}$.

В данном случае изменение величины k_{3z} с расстоянием b определяется значением P_m. Если диэлектрический слой будет содержать $2q + 1$ дипольных монослоев (т.е. последний монослой будет электрическим), то изменение величины k_{3z} с расстоянием b будет определяться значением P_d.

Таким образом, хотя среда за диэлектрическим слоем сама по себе и однородна, присутствие диэлектрика делает пространство позади него неоднородным (различные слои его находятся на разных расстояниях от границы диэлектрика и компонента k_{3z} в них различна), что и приводит к рефракции прошедшего через диэлектрик поля. При $\lambda >> a$ размер области, в которой формируется направление прошедшей волны, порядка длины волны. Сопоставляя уравнение $\frac{db}{dy} = ctg\alpha(1 + \frac{P_m}{bk_{0z}})$ с уравнением

$\frac{db}{dy} = \frac{\sqrt{[n(b)]^2 - \sin^2\alpha}}{\sin\alpha}$, описывающим распространение волн в неоднородной среде с показателем преломления $n(b)$, находим, что этот показатель преломления равен $n(b) = \sin\alpha\sqrt{1+\left(\frac{db}{dy}\right)^2} = \sin\alpha\sqrt{1+ctg^2\alpha(1+\frac{P_m}{bk_{0z}})^2}$. Видно, что $n(b)$ уменьшается с увеличением расстояния b. Подобная ситуация возникает, например, при рефракции радиоволн в ионосфере, где показатель преломления монотонно убывает с высотой и вследствие этого лучи отклоняются к горизонтали. В нашем случае это соответствует уменьшению величины k_{3z} с увеличением b при постоянном $k_{3y} = k_{0y}$. Иными словами, поле, прошедшее через диэлектрический слой, распространяется дальше так, как будто за этим слоем находится некоторый переходной слой - неоднородная среда с показателем преломления $n(b)$, зависящим от расстояния до диэлектрика.

Выполнение условия $\frac{n(b)}{\sqrt{1+(db/dy)^2}} == \sin\alpha = const$ означает, что интеграл $\int n(b)\sqrt{1+(db/dy)^2}\,dy$, где интегрирование идет по кривой $b(y)$, принимает минимальное значение, что соответствует принципу Ферма.

1. И.Б.Авербух, Б.Б.Авербух, *в сборнике трудов международной конференции молодых ученых и специалистов "Оптика – 2009"*, 248-251, Санкт – Петербург,(2009).
2. Б.Б.Авербух, И.Б.Авербух, *в сборнике трудов V11 международной конференции "Фундаментальные проблемы оптики - 2012", 106 – 109,* Санкт – Петербург,(2012).

ИНТЕРФЕРЕНЦИОННАЯ ПРИРОДА ПРИНЦИПА ФЕРМА

Авербух И.Б., Авербух Б.Б.

Тихоокеанский государственный университет, Хабаровск, Россия

С точки зрения молекулярной оптики обосновывается интерференционная природа принципа Ферма в случае распространения некогерентного излучения

В настоящей работе исследуется принцип Ферма в оптике, утверждающий, что из всех мыслимых путей из одной точки в другую свет выбирает тот, которому соответствует экстремальное (в частности, наименьшее) время распространения. Если обозначить через n показатель преломления среды, то математически принцип Ферма сводится к утверждению, что функционал $\int_{(S)} nds$, имеющий смысл оптической длины пути и зависящий от выбора траектории распространения света s, принимает экстремальное (в частности, минимальное) значение. Доказательство принципа Ферма обычно основано на использовании уравнений Максвелла[1]. Сама по себе возможность получения этого принципа, исходя из уравнений Максвелла, говорит о том, что принцип Ферма является следствием волновой природы света. В работах[2,3] приведены, например, качественные рассуждения о том, что принцип Ферма обусловлен явлением интерференции электромагнитных волн.

Но теория оптических явлений, построенная на уравнениях Максвелла, не раскрывает физический механизм явления и не объясняет, как и почему свет "выбирает"

ту траекторию распространения, которой соответствует экстремальное время распространения. Ответ на эти вопросы может дать только анализ, основанный на молекулярных представлениях о строении вещества. Интерференционная природа принципа Ферма для случая распространения когерентного света была показана в работе [4]. Целью настоящей работы является анализ физического механизма "выбора" светом траектории распространения, или, иными словами, микроскопическое обоснование принципа Ферма в случае распространения некогерентного света.

Модель вещества – та же, что и в работе [4]. Среда представляет собой набор плоских (плоскость xy) монослоев с расстоянием a между ними. Каждый монослой состоит из невзаимодействующих между собой неподвижных точечных диполей (с поляризуемостью A и с плотностью N диполей в монослое), расположенных равномерно и неупорядоченно. Пусть на первый монослой падает под углом α поляризованное вдоль оси x квазимонохроматическое поле $\boldsymbol{E}_0 = \boldsymbol{e}_0 E_0(t)\exp(i\omega t - i\boldsymbol{k}_0\boldsymbol{r} + i\varphi(t))$ с частотой ω, волновым вектором $\boldsymbol{k}_0$ и вектором поляризации $\boldsymbol{e}_0$. Величины амплитуды $E_0(t)$ и начальной фазы $\varphi(t)$ - случайные функции времени. Вектор $\boldsymbol{k}_0$ лежит в плоскости yz и имеет две ненулевые составляющие, т.е. $\boldsymbol{k}_0 = (0, k_{0y}, k_{0z})$. Индуцированный этим полем дипольный момент p - го атома (с координатой $\boldsymbol{r_p} = (x_1, y_1, z_1)$) в момент времени $t_1 = t - \dfrac{R_p}{c}$, где R_p - расстояние от диполя до точки наблюдения ($x_2, y_2, z_2 > z_1$), равен

$$\boldsymbol{d}_p(t_1) = \boldsymbol{e}_0 A E_0(t_1)\exp(i\omega t - ikR_p - i\boldsymbol{k}_0\boldsymbol{r}_p + i\varphi(t_1)) = \boldsymbol{d}_p(t_1)\exp(i\omega t - ikR_p - i\boldsymbol{k}_0\boldsymbol{r}_p),$$

где $k = \dfrac{\omega}{c}$. Видно, что $\boldsymbol{d}_p(t_1)$, а, следовательно, и электрическое $\boldsymbol{E}_p$ и магнитное $\boldsymbol{H}_p$ поля, излученные этим дипольным моментом, являются случайными функциями времени. Для получения полей $\boldsymbol{E}_{10}$ и $\boldsymbol{H}_{10}$, рассеянных диполями монослоя в точке наблюдения, надо проинтегрировать выражения для $\boldsymbol{E}_p$ и $\boldsymbol{H}_p$ по координатам всех диполей первого монослоя. В работе [4] были приведены выражения для $\boldsymbol{E}_{10}$ и $\boldsymbol{H}_{10}$, полученные в случае когерентного падающего поля. Покажем, что этим результатом можно воспользоваться и в нашем случае.

Рассмотрим произвольную волновую поверхность падающего на монослой некогерентного поля. Полоса пересечения этой волновой поверхности с плоскостью монослоя перемещается вдоль монослоя со сверхсветовой скоростью, последовательно возбуждая все новые и новые диполи. Эти диполи приобретают индуцированный дипольный момент и начинают излучать. Плоский монослой диполей можно рассматривать как совокупность линейных цепочек диполей, расположенных вдоль оси y при фиксированных значениях x. Точку пересечения такой цепочки и волновой поверхности падающего поля в данном случае можно рассматривать как сверхсветовой источник излучения, а излучение диполей – как излучение Вавилова – Черенкова [5,6]. В монографии [5] показано, что излучение диполей одной цепочки, возбужденных равномерно движущимся сверхсветовым источником, приходит в точку наблюдения, направление на которую составляет угол β (удовлетворяющий условию Вавилова – Черенкова) с осью z, одновременно. Поэтому результирующее поле в этой точке в данный момент времени определяется интерференцией полей излучения диполей, возбужденных одной и той же волновой поверхностью падающего поля. Фазы всех этих излучающих дипольных моментов одинаковы, а их излучение когерентно. В результате интерференции этих полей каждая цепочка диполей формирует поле, распространяющееся под углом β к оси z. Совокупность полей излучения всех диполей первого монослоя формирует

результирующее поле преломленной волны, распространяющееся под углом β к оси z. Фаза этого поля определяется фазой соответствующей волновой поверхности падающего поля. Ввиду случайности падающего поля его разные волновые поверхности соответствуют разным фазам, возможно никак не связанным между собой. Поэтому диполи первого монослоя, возбуждаемые разными волновыми поверхностями падающего поля, формируют в точках нахождения диполей второго монослоя падающее под углом β некогерентное преломленное поле, волновые поверхности которого имеют фазы соответствующих волновых поверхностей падающего поля. Под воздействием этого поля диполи второго монослоя также излучают как сверхсветовые источники и формируют свое некогерентное преломленное поле. Но, поскольку (в отличие от первого монослоя) среда до и после второго монослоя одна и та же, преломленное поле опять распространяется под углом β. И так далее. Поэтому в среде распространяется под углом β к оси z некогерентное преломленное поле, разные волновые поверхности которого имеют фазы, равные фазам соответствующих волновых поверхностей падающего поля.

Угол β, определяемый условием Вавилова – Черенкова, совпадает с обычным углом преломления[6]. Таким образом, некогерентность падающего поля не сказывается на его направлении распространения в среде и за ней. Поэтому обоснование принципа Ферма, определяющего именно направление распространения света, данное в работе[4], исходя из закона преломления для когерентного света, справедливо и в случае распространения некогерентного излучения.

Рассмотрим диэлектрический слой, представляющий собой набор большого числа T дипольных монослоев. Рассмотрим поле в точке наблюдения $(x, y, z_T + b)$, находящейся на расстоянии b от диэлектрика. Как показано в работе[4], z- компонента волнового вектора $\boldsymbol{k_3}$ преломленного на выходе из диэлектрика поля равна

$$k_{3z} = k_{0z} + K/b), \quad K = arctgP \pm m\pi, \quad P = 2\pi NAk^2/k_{0z}, \quad m = 0,1,2\ldots,$$

где m - произвольное целое число.

Учитывая, что $k_{3z}/k_{3y} = ctg\gamma$, где γ - угол между $\boldsymbol{k_3}$ и осью z, и представляя $ctg\gamma$ как db/dy, выражение для k_{3z} можно представить в виде $db/dy = ctg\alpha(1 + K/bk_{0z})$. А отсюда получается следующая зависимость b от y: $\xi - \ln(1+\xi) = Fy$, где $\xi = bk_{0z}/K$, а $F = k_{0z}ctg\alpha/K$.

Можно показать, что $\sqrt{1+(db/dy)^2} = n_0(b)/\sin\alpha$ и отсюда $db/dy = \sqrt{n_0^2(b) - \sin^2\alpha}/\sin\alpha$. Последнее уравнение описывает распространение волн в неоднородной среде с зависящим от b показателем преломления $n_0(b)$. Видно, что $n_0(b)/\sqrt{1+(db/dy)^2} = \sin\alpha = const$. Последнее равенство можно рассматривать как промежуточный интеграл уравнения Эйлера, из которого следует, что интеграл $\int n_0(b)\sqrt{1+(db/dy)^2}dy$, где интегрирование идет по кривой $b(y)$, принимает экстремальное значение[2], что соответствует принципу Ферма. Поле на выходе из диэлектрика (и зависимость k_{3z}) формируется при сложении падающего поля и полей, рассеянных диполями среды. Поэтому можно утверждать, что принцип Ферма является следствием интерференции электромагнитных волн.

1. Д.В. Сивухин, *Общий курс физики. Оптика*, М.: Наука, с. 751, (1980).

2. Я.Б. Зельдович, А.Д. Мышкис, *Элементы прикладной математики*, М.: Наука, с. 615, (1965).

3. Р. Фейнман, Р. Лейтон, М. Сэндс, *Фейнмановские лекции по физике.* **Т.6.** , М.: Мир, с. .259, (1966).

4. Б.Б. Авербух, И.Б. Авербух // *Сб. трудов VII международной конференции молодых ученых и специалистов «ОПТИКА – 2011»*.**Т.1.** Санкт – Петербург: ИТМО, с. 337 – 339, (2011).

5. И.М. Франк. *Излучение Вавилова – Черенкова. Вопросы теории*, М.: Наука, с. 285, (1988).

6. В.Л. Гинзбург. *Теоретическая физика и астрофизика*. - М.: Наука, с. 415, (1975).

ВОЗМОЖНОСТЬ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ МОДОВОГО СОСТАВА ИЗЛУЧЕНИЯ ОПТИЧЕСКОГО ВОЛОКНА ДЛЯ ПЕРЕДАЧИ ИНФОРМАЦИИ ЧЕРЕЗ МНОГОМОДОВОЕ ОПТИЧЕСКОЕ ВОЛОКНО

Комарова М.А., Большаков М.В., Кундикова Н.Д*, Полунин М.А.

Южно-Уральский государственный университет, Челябинск, Россия
*Институт электрофизики УРО РАН, Екатеринбург, Россия

Предложен и теоретически реализован метод, позволяющий определить модовый состав излучения, распространяющегося в многомодовом оптическом волокне, по известному распределению поля на выходном торце волокна. Данный метод позволит применить принцип временного и модового уплотнения данных для передачи информационного сигнала.

Использование многомодовых волокон в оптических линиях связи (по сравнению с маломодовыми волокнами) дают большие преимущества, так как позволяют передавать больший объем информации. Распространение в волокне нескольких мод с использованием модового уплотнения дает возможность параллельной передачи данных. Принцип модового уплотнения данных состоит в использовании разных групп мод многомодового волокна в качестве независимых информационных каналов в многомодовых волоконно-оптических линиях связи. Применение метода модового уплотнения сдерживалось наличием сильной взаимной связи мод в прежде выпускавшихся волокнах. Однако прогресс в технологии изготовления многомодовых оптических волокон позволил значительно снизить уровень межмодовой связи. Это явилось основанием для проведения в последнее десятилетие работ по передаче информации по отдельной моде многомодового оптического волокна. Цель этих исследований – повышение информационной емкости многомодовых волоконно-оптических линий связи путем увеличения их коэффициента широкополостности. Особенно перспективно использование многомодовых волокон для пространственного модового мультиплексирования[1], параллельной передачи данных[2] и передачи изображения через волокно[3]. Использование многомодовых волокон в информационных и телекоммуникационных технологиях осложняется из-за невозможности определения модового состава излучения оптического волокна, поэтому данная работа посвящена решению этого вопроса и рассмотрению перспектив использования найденного метода для передачи информации.

Определение модового состава излучения на выходе из оптического волокна подразумевает, что будет известно в какую конкретную точку (координату) приходит отправленный с передатчика информационный сигнал (мода). В контексте оптических систем связи, использующих принцип временного уплотнения канала, это значит, что, имея однозначные координаты принимаемого сигнала (координаты моды) на выходном торце волокна, можно существенно сократить временной интервал и уменьшить время

импульса (бита) за счет того, что задержки многолучевого распространения, которые составляют значительную часть временного интервала, при данном методе детектирования сигнала не имею значения (автоматически отсекаются, т.к. известны точные координаты выходного сигнала). Таким образом, данный метод детектирования позволяет существенно повысить скорость передачи, а, следовательно, и пропускную способность системы.

Таким образом, важнейшим вопросом при разработке и исследовании многомодовых волоконно-оптических линий связи является разложение излучения, распространяющегося в оптическом волокне, по модам. Существуют множество таких методов[4-6]. Универсального же метода экспериментального анализа модового состава излучения многомодовых волокон с любыми параметрами нет до настоящего момента.

В данной работе предложен новый универсальный (для оптических волокон с различными параметрами) метод определения модового состава излучения, распространяющегося в оптическом волокне, по известному распределению поля на выходном торце волокна (решение обратной задачи). В основе метода лежит разложение комплексного светового поля по неортогональным модам. Это позволит применить принцип временного и модового уплотнения сигнала, где каждая из распространяющихся в многомодовом волокне пространственная мода рассматривается как отдельный канал, несущий свой сигнал. Кодирование информации предлагается осуществлять уровнем распределения интенсивности каждой моды.

Рассмотрим распространение света в оптическом волокне со ступенчатым профилем показателя преломления. В приближении слабонаправляющего волновода можно записать четыре поляризационные моды в поперечном сечении на длине z для любого значения орбитального момента m ($m \geq 0$) и радиального квантового числа N в следующей форме:

$$\begin{aligned}
\mathbf{M}^{(1)}_{m,N}(x,y,z) &= \left[\cos(m\varphi)\mathbf{e}_x - \sin(m\varphi)\mathbf{e}_y\right]\cdot F_{m,N}(x,y)\cdot e^{iz\beta^1_{m,N}},\\
\mathbf{M}^{(2)}_{m,N}(x,y,z) &= \left[\cos(m\varphi)\mathbf{e}_x + \sin(m\varphi)\mathbf{e}_y\right]\cdot F_{m,N}(x,y)\cdot e^{iz\beta^2_{m,N}},\\
\mathbf{M}^{(3)}_{m,N}(x,y,z) &= \left[\sin(m\varphi)\mathbf{e}_x + \cos(m\varphi)\mathbf{e}_y\right]\cdot F_{m,N}(x,y)\cdot e^{iz\beta^3_{m,N}},\\
\mathbf{M}^{(4)}_{m,N}(x,y,z) &= \left[\sin(m\varphi)\mathbf{e}_x - \cos(m\varphi)\mathbf{e}_y\right]\cdot F_{m,N}(x,y)\cdot e^{iz\beta^4_{m,N}}.
\end{aligned} \qquad (1)$$

Здесь $\mathbf{e}_x, \mathbf{e}_y$ - собственные вектора, $\varphi = \mathrm{arctg}(x/y)$, $F_{m,N}(x,y)$ - функции Бесселя, $\beta^k_{m,N}$ - постоянные распространения, определяющие скорость распространения мод.

В общем виде разложение электрической составляющей светового поля, распространяющегося в оптическом волокне, можно представить в виде суперпозиции поляризационных мод:

$$\mathbf{E}(x,y) = \sum_{k=1}^{4}\sum_{m}\sum_{N} C^k_{m,N}\mathbf{M}^{(k)}_{m,N}(x,y) \qquad (2)$$

где $C^k_{m,N}$ - комплексные коэффициенты при различных поляризационных модах, дающая каждая свой вклад в суммарное световое поле. Задача определения модового состава излучения сводится к поиску коэффициентов $C^k_{m,N}$. Для удобства перейдем к сквозной нумерации мод вместо индексов k, m, N введем индексы $i, j = 0...(L-1)$, где $(L-1)$ - полное количество мод, распространяющихся в оптическом волокне, и составим систему линейных уравнений, состоящую из $(L-1)$ уравнений:

$$\iint E(x,y)\cdot M^*_j(x,y)dxdy = \sum_{i=0}^{L-1} C_i \iint M_i(x,y)M^*_j(x,y)dxdy. \qquad (3)$$

Для расчета комплексных коэффициентов при модах C_i была написана программа в пакете MatLab. Для апробации модели определения модового состава излучения проведена серия расчетов с теоретически заданным распределением поля. Генерировался

случайно заданный модовый состав излучения C_i на входе в волокно, рассчитывалось распределение поля на выходе из волокна $E(x,y)$. Данное распределение поля $E(x,y)$ раскладывалось на неортогональные моды $M_i(x,y)$, представленные в формуле (1), на основе решения системы линейных уравнений (3) рассчитывались комплексные коэффициенты $C_i = C_a^{\pm} \cdot \exp(iC_\varphi^{\pm})$, здесь $C_a^{\pm}$ - амплитудные коэффициенты, $C_\varphi^{\pm}$ - фазовые коэффициенты. Проверка осуществлялась сравнением рассчитанных комплексных коэффициентов C_i с заданными изначально. Точность определения комплексных коэффициентов при модах составила 0,001%.

Таким образом, предложен и теоретически реализован метод, позволяющий определить модовый состав излучения, распространяющегося в многомодовом оптическом волокне, по известному распределению поля на выходном торце волокна. В основе метода лежит разложение комплексного светового поля по неортогональным модам. Данный метод позволит применить принцип временного и модового уплотнения данных для передачи информационного сигнала.

1. M. Saffman, D.Z. Anderson, *Optics Letters*, **16**, pp.300-302, (1991).
2. H.R Stuart, *Science*, **289**, pp.281-283, (2000).
3. A.M. Tai, A.A. Friesem, *Optics Letters*, **8**, pp.57–59, (1983).
4. T. Kaiser, D. Flamm, S. Schroter, M. Duparre, *Optics Express*, **17**, pp.9347-9356, (2009).
5. O. Shapira, A.F. Abouraddy, J.D. Joannopoulos, Y. Fink, *Phys. Rev.*, **94**, p.143902, (2005).
6. М.В. Большаков, М.А. Комарова, Н.Д. Кундикова, *Вестник ЮУрГУ*, **7**, №34, с.132-135, (2012).

ФОРМИРОВАНИЕ МОДОВОГО ПОЛЯ В МАЛОМОДОВОМ ОПТИЧЕСКОМ ВОЛОКНЕ

Н.И. Карижская, Т.С. Краснощекова, И.Н. Смеликова, О.В. Скоблецкая

Дальневосточный Государственный Университет Путей Сообщения, г.Хабаровск

В современных телекоммуникациях очень мало внимания уделяется форме и структуре модового поля оптического волокна. Однако, идентификация изменений модового поля может дать много сведений о причинах и характере внешних механических воздействий, что может привести к созданию принципиально новых измерительных систем.

Ключевые слова: методы увеличения эффективности ввода излучения в оптическое волокно.

Для того чтобы минимизировать потери при вводе энергии в световод, что в свою очередь повлияет на качество и интенсивность излучения, а в следствии и на поле модовых составляющих, необходимо повысить эффективность ввода излучения лазером или светодиодом.

Эффективность ввода излучения в световод зависит от значения числовой апертуры. Эта важнейшая характеристика световода представляет собой синус максимального угла падения лучей на торец световода. Поэтому для ввода в волоконный световод всей

оптической мощности излучателя должно выполняться условие: угол вводимого излучения должен быть меньше критического.

Физически апертура характеризует способность световода принимать световую энергию. Если оси светового конуса и оптического волокна совпадают, то эффективность ввода должна быть максимальной.

При вводе излучения в световод, в нем возникают устойчивые типы колебаний, которые принято называть модами. Мода представляет собой математическое и физическое понятие, которое связанно с процессом распространения электромагнитных волн в среде.

Число мод, допускаемых волокном, колеблется от 1 до 100.000 и в многомодовом волокне определяется через нормированную (характеристическая) частоту.

Нормированная частота один из важнейших параметров, используемых для оценки свойств, который связывает его структурные параметры оптического волокна и длину световой волны, распространяемой в волокне. При достаточно высоких частотах почти вся энергия поля концентрируется внутри сердцевины световода, а с уменьшением частоты происходит перераспределение поля, и оно переходит в окружающее пространство.

При увеличении нормированной частоты в ОВ появляются другие моды. Каждая из этих мод обладает характерной для нее структурой электромагнитного поля в сердцевине и оболочке.

Картина, полученная на выходе, представляет собой интерференцию всех модовых составляющих поля.

Представление поля в волноводе в виде невзаимодействующих мод дает удобную возможность расчета поля на выходе волокна. Если есть распределение поля на входе, то его можно представить как суперпозицию мод волновода, затем учесть, какие разности фаз возникают на выходе за счет разной скорости распространения, и снова просуммировать распределение полей разных мод на выходе.

Математическая модель модового поля исследуемого маломодового световода для идеального случая без внешних воздействий.

Для того чтобы наглядно проанализировать формирование модового поля, прежде всего, необходимо рассчитать число мод в данном волокне.

Для изучения изменения поля мод на маломодовое оптическое волокно, у которого диаметр сердечника 4,5 мкм, диаметр оболочки 125 мкм, разность показателей преломления 0,007 и длина волны отсечки 0,7мкм подавалось лазерное излучение с длиной волны волны 630 нм.

При помощи математических вычислений, получилось, что в исследуемом маломодовом волокне присутствуют 3 моды: фундаментальная мода, у которой распределение интенсивностей близки к гауссовскому распределению и 2 моды низшего порядка.

Условием существования направляемой моды является экспоненциальное убывание ее поля в оболочке вдоль координаты r , причем степень уменьшения напряженности с ростом r определяется значением v, уменьшение которой приводит к перераспределению поля в оболочку ОВ - появлению вытекающих волн [1]. Распространение света в волноводе существенно зависит от типа направляемой моды.

Волновой лазерный пучок в силу своей высокой направленности имеет много общего с плоской волной. Отличие же его от плоской волны состоит в том, что распределение интенсивности в нем неоднородно (мощность пучка, в основном, сконцентрирована вблизи оси), а фазовый фронт несколько отличается от плоского. Поэтому решение приведенного волнового уравнения, описывающее распространение такого пучка, будем искать в виде

$$\Psi=u(x,y,z)eikz \qquad (1)$$

где u(x,y,z) - медленно меняющаяся комплексная функция, которая и определяет свойства лазерного пучка, отличающие его от плоской волны.

Каждая мода несет в себе энергию, то есть создает вокруг себя поле.

Распределение поля в модах свободного пространства будет определяться, таким образом, произведением функций Эрмита и Гаусса (см. формулу 2)

$$\Psi(x,y,z)=\frac{w_0}{w} H_m\left(\sqrt{2}\frac{x}{w}\right) H_m\left(\sqrt{2}\frac{y}{w}\right)\cdot\exp\{i(kz-\Phi) - (x^2+y^2)\left(\frac{1}{w^2} - \frac{ik}{2R}\right)\} \qquad (2)$$

В частном случае m=0, n=0 мы имеем гауссов пучок - основную моду свободного пространства. Параметр R(z) в (2) для всех мод одинаков. Это означает, что кривизна волнового фронта одинакова для всех мод и закон его изменения один и тот же. Однако фазовый сдвиг Ф зависит от поперечного индекса [4].

Каждая волноводная мода характеризуется определенной структурой и поляризацией, а также минимально возможной несущей частотой. Моды низших порядков имеют минимальные потери и могут распространяться даже при нулевой частоте, их фазовая скорость стремится к скорости в своей среде.

Для того, чтобы проанализировать интенсивность модового поля, необходимо составить суперпозицию полей от каждой распространяющейся моды. Был произведен расчет с учетом известной зависимости интенсивности от электрической составляющей поля: (I~пропорционально $E^{2)}$, в результате которого была выведена формула в упрощенном виде для формирования графика зависимости напряженности электромагнитного поля для суперпозиции 3 мод, распространяющихся в данном волокне.

$\Psi = (\Psi_1 \cdot A_1 + \Psi_2 \cdot A_2 + \Psi_3 \cdot A_3)^2$

где A - удельный вес соответствующей моды

Амплитуда электрического поля для 3 направляемых мод оптоволокна (Рис.1.).

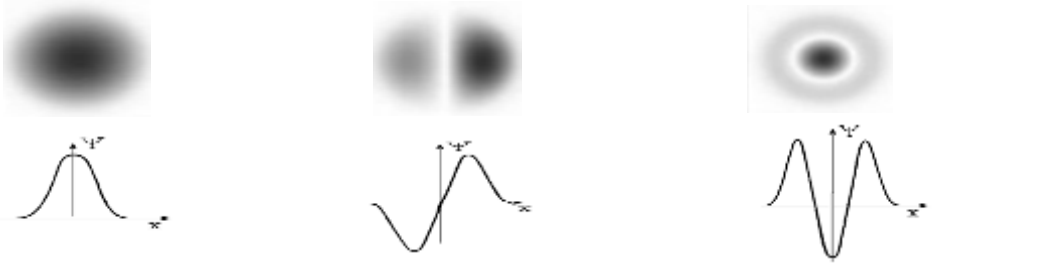
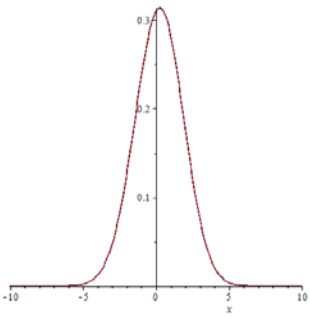


Рис. 1. Распределение амплитуды поля низших TEMmn-мод:
а) – TEM00; б) – TEM10; в) – TEM20

Для того, чтобы выявить тип и характер воздействия на волокно, необходимо прежде всего определить какова форма модового поля наблюдается на его входе.

Изначально принимаем, что при отсутствии внешних воздействий волновод является идеальным, пренебрегаем затуханием и потерями и считаем, что картины модового поля на входе и выходе волновода идентичны.

Форма модового поля зависит от энергии каждой модовой составляющей. Так, учитывая, что соблюдены условия максимальной эффективности ввода излучения в волокно, получается следующее распределение энергии по модам: основная мода несет в себе 90% энергии всего излучения, остальные 10% составляют поровну энергии 2-й и 3-й моды [5]. Этот случай считается идеальным (Рис.2):



$$\Psi = (0{,}9\Psi_1 + 0{,}05\Psi_2 + 0{,}05\Psi_3)^2$$

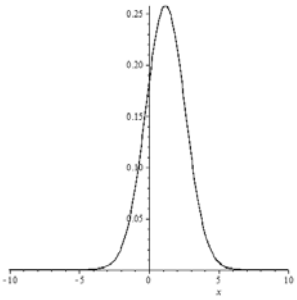
Рис. 2. Математическая модель модового поля в идеальном случае

Если же учесть, что на практике ввод излучения не может быть идеальным по причине ввода излучения под углом либо при радиальном и осевом смещении ввода от оси ОВ, то могут произойти потери энергии, а также перераспределение энергии модовых составляющих.

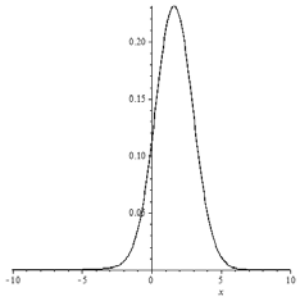
Вследствие этого часть мощности основной моды может перетекать во 2-ю и 3-ю моду, или сразу в обе.

На основании этого и взяв за основу то, что большая часть энергия принадлежит основной моде, мы выполнили статистический анализ возможных суперпозиций 3-х модовых составляющих, кроме того заметили некую закономерность и сделали следующие вводы:

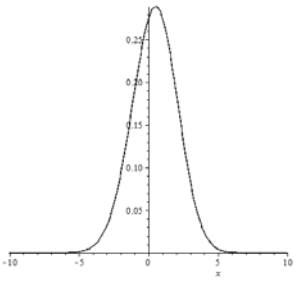
• если энергия второй моды существенно больше, чем энергия третьей моды, то при суперпозиции трех мод в маломодовом режиме наблюдается характерное смещение пика интенсивности (Рис.3.)



$$\Psi = (0{,}7\Psi_1 + 0{,}25\Psi_2 + 0{,}05\Psi_3)^2$$



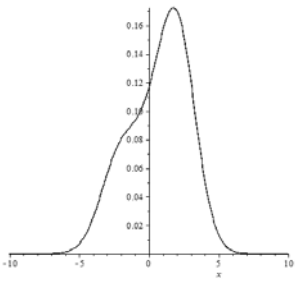
$$\Psi = (0{,}6\Psi_1 + 0{,}3\Psi_2 + 0{,}1\Psi_3)^2$$



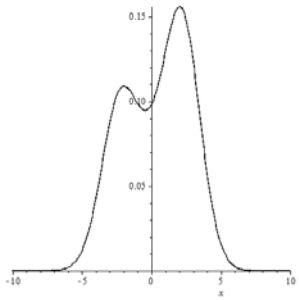
$$\Psi = (0{,}85\Psi_1 + 0{,}1\Psi_2 + 0{,}05\Psi_3)^2$$

Рис. 3. Математическая модель модового поля, при условии, что интенсивность второй моды преобладает над третьей

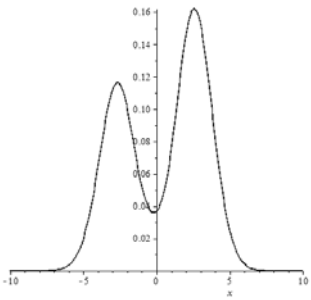
• если энергия третьей моды существенно больше, чем энергия второй моды, то при суперпозиции трех мод в маломодовом режиме наблюдается формирование нескольких пятен, и чем больше энергия третьей моды, тем менее отличаются пятна по интенсивности друг от друга (Рис.4.)



$$\Psi = (0{,}7\Psi_1 + 0{,}1\Psi_2 + 0{,}2\Psi_3)^2$$



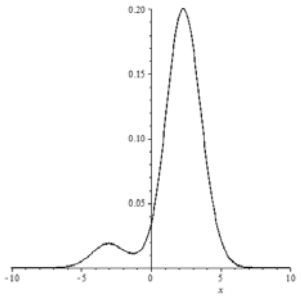
$$\Psi = (0{,}7\Psi_1 + 0{,}05\Psi_2 + 0{,}25\Psi_3)^2$$



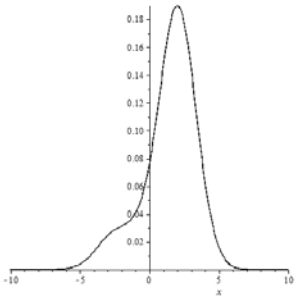
$$\Psi = (0{,}6\Psi_1 + 0{,}05\Psi_2 + 0{,}35\Psi_3)^2$$

Рис. 4. Математическая модель модового поля, при условии, что интенсивность третьей моды преобладает над второй

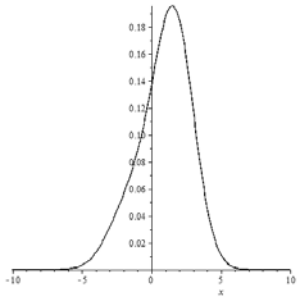
• чем больше энергии перешло от основной моды двум низшим, тем более отчетливо происходит формирование второго пятна (Рис.5.)



$\Psi = (0{,}5\Psi_1 + 0{,}25\Psi_2 + 0{,}25\Psi_3)^2$



$\Psi = (0{,}6\Psi_1 + 0{,}2\Psi_2 + 0{,}2\Psi_3)^2$



$\Psi = (0{,}8\Psi_1 + 0{,}1\Psi_2 + 0{,}1\Psi_3)^2$

Рис. 5. Математическая модель модового поля, при условии, что интенсивность второй и третьей моды соразмерны

Для подтверждения сего в настоящее время ведутся работы для экспериментального подтверждения математической модели и выдвинутых предположений, а также мы планируем вывести закономерность. Каким образом влияет радиальное и осевое смещение вводимого в волокно излучение на структуру модового поля.

Таким образом, разработанная методика при достаточном количестве рассмотренных и проанализированных статистических данных может дать принципиально новую возможность для оценки характера и интенсивности внешних воздействий на одномодовые оптические волокна, создавая в них маломодовый режим.

1. Смеликова И.Н. Распределение поля мод в оптическом волокне при маломодовом режиме распространения: сборник конференции Оптика-2005, Санкт-Петербург: Изд-во СПБГУ ИТМО, 2005

2. Богомолова О.В., Смеликова И.Н., Прокопович М.Р. Динамика поля мод в процессе деформаций; Сборник трудов конференции ВНКСФ-12, Новосибирск: 2006

3. Смеликова И.Н., Прокопович М.Р., Взаимовлияние поляризации и траектории луча в оптическом волокне: Научно-техническое и экономическое сотрудничество стран АТР в XXI веке: Труды V международной научной конференции творческой молодежи, 2008, 128-130.

4. Короленко П.В. Оптика когерентного излучения. - М.: Изд-во Московского университета, 1989, 96 с.

5. Карпеев С.В., Павельев В.С., Дюпарре М. и др. Анализ и формирование поперечно-модового состава когерентного излучения в волоконном световоде со ступенчатым профилем показателя преломления при помощи ДОЭ // Компьютерная оптика, Самара - Москва. 2002. Вып 23, С. 10-14

НЕЛИНЕЙНАЯ И КОГЕРЕНТНАЯ ОПТИКА

УСТНЫЕ ДОКЛАДЫ

КОМБИНАЦИОННОЕ РАССЕЯНИЕ СВЕТА И НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ В АНСАМБЛЯХ КРЕМНИЕВЫХ НАНОНИТЕЙ

Буньков К.В.

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Москва, Россия

В работе исследовались оптические свойства образцов кремниевых нанонитей (КНН), которые имели разные параметры наноструктур. Были получены значения интенсивности комбинационного рассеяния света (КРС) для разных длин волн и интенсивностей излучения накачки, а также изучены ориентационные зависимости сигнала третьей гармоники (ТГ) от исследуемых образцов.

КНН привлекают в последнее время растущий интерес исследователей по всему миру в связи со своими уникальными оптическими, оптоэлектронными и др. свойствами, что открывает широкие перспективы их применения областях фотоники, фотовольтаики, сенсорики. Целью данной работы было исследование оптических свойств КНН, в том числе свойств массивов нанонитей, как среды для протекания процессов нелинейной оптики/ нелинейно-оптических свойств массива нанонитей.

Были исследованы образцы КНН, полученные методом химического травления с участием металла (metal assisted chemical etching) в Институте Фотонной Технологии (образцы A, B и C), а также на кафедре общей физики и молекулярной электроники физического факультета МГУ (образцы N1 - N8).

Исследованные образцы имели разные подложки и различались параметрами травления, что привело к разным структурным характеристикам нанонитей. На рис. 1 представлены изображения образцов A, B и C, сделанные сканирующим электронным микроскопом.

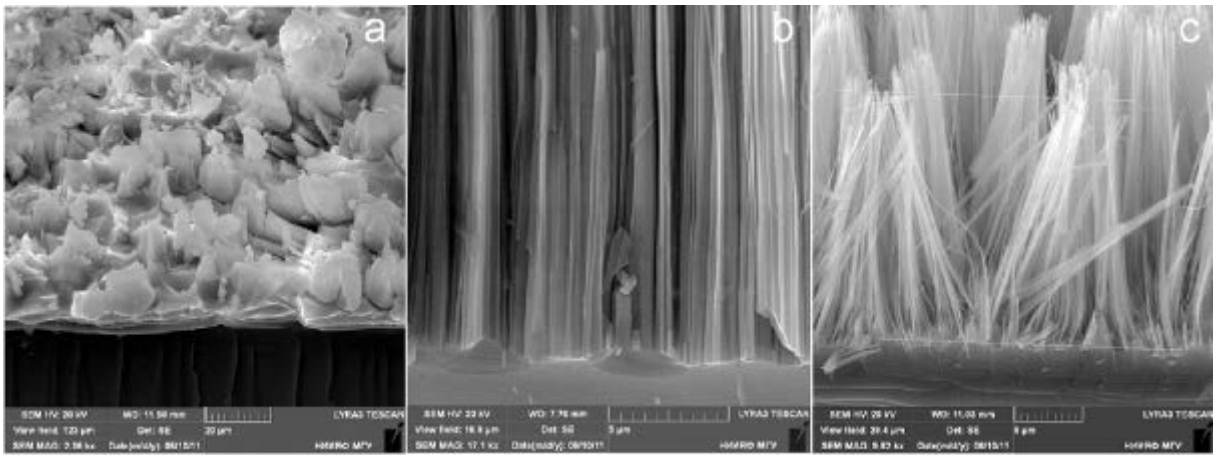


Рис. 1. Изображения СЭМ среза образцов (a) A, (b) B и (c) C

Для этих образцов были исследованы КРС с накачками аргоновым, гелий-неоновым лазерами и лазером на основе кристалла Nd:YAG (длины волн 488 нм, 632 нм и 1064 нм соответственно). Часть измерений проводилась на микрорамановском спектрометре Horiba Jobin Yvon. Интенсивности падающего на образец излучения составляли 1 кВт/см^2 и 0,5 кВт/см^2 для аргонового и гелий-неонового лазеров соответственно. Измерения с

накачкой лазером на кристалле Nd:YAG проводились на фурье-спектрометре фирмы Bruker с приставкой комбинационного рассеяния. Интенсивность падающего на образец излучения составляла 36 Вт/см^2.

Ориентационные зависимости КРС от массивов нанонитей оказались изотропны для всех образцов, в отличие от их подложек. На рис. 2 представлена зависимость $k = I_{КНН}/I_{подложка}$ (отношение величин сигнала КРС от нанонитей к сигналу от соответствующей подложки) от длины волны накачки для образцов A, B и C. Для всех образцов это отношение больше 1 при длине волны накачки 1064 нм, при уменьшении длины волны характер изменения величины k для каждого образца разный. Так, при длине волны накачки 488 нм это отношение возросло и составило ~11 для образца B, тогда как для образца A значение k стало меньше единицы (~0,15).

При объяснении различающихся зависимостей k от длины волны следует учитывать два важных фактора: рассеяние света и его поглощение. Действие этих факторов противоположно: рост эффективности рассеяния вызывает увеличение времени взаимодействия фотона в среде (увеличивая локальное поле), тогда как поглощение сокращает его. Уменьшение длины волны возбуждения, очевидно, приводит одновременно к росту рассеяния и поглощения света. Образец B имел наиболее упорядоченный массив вертикально-ориентированных КНН, в то время как в образце A отдельные нанонити вообще не различимы. Он представляет собой совокупность наноразмерных кремниевых «чешуек». Таким образом, в образце A поглощение света оказывает более сильный эффект, чем его рассеяние. В образце B наоборот, рассеяние света достаточно велико. Образец C, в котором нанонити были менее упорядочены, чем в B (рис. 1), показал почти одинаковое значение отношения k для всех исследованных длин волн.

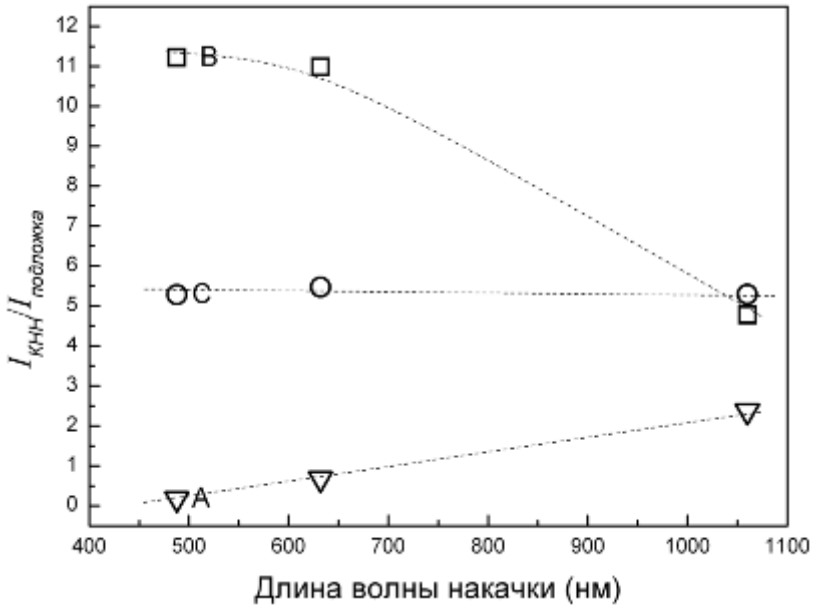


Рис. 2. Зависимость от длины волны накачки отношения сигналов КРС от образцов к сигналу от соответсвующих подложек

Стоит отметить, что исследованные образцы имели подходящие размеры (толщины нанонитей d от 50 до 300нм), для выполнения критерия локализации света: $kl \sim 1$, где $k = 2\pi n/\lambda$ – волновой вектор в среде, l – длина свободного пробега в среде. Этот факт позволяет предположить, что в массиве КНН происходит увеличение времени жизни фотона, что подтверждается увеличением сигнала КРС в более упорядоченных массивах КНН.

Также было проведено исследование влияния длины нанонитей в массиве на величину сигнала КРС. Измерения проводились на образцах N1 – N8, имевших длины

нанонитей от 2 до 60мкм. Уже при длине 2мкм наблюдалось увеличение сигнала КРС более чем в 2 раза по сравнению с подложкой. Дальнейший рост длины нанонитей до 60мкм приводил к монотонному возрастанию сигнала КРС всего в ~1,5 раза.

Ориентационные зависимости сигнала ТГ для всех образцов были изучены в геометрии падения излучения накачки на образец под углом 45°. Измерения проводились с помощью фемтосекундного лазера на основе кристалла Cr:форстерит (λ = 1250нм, τ = 80фс, w = 150мВт, ν = 80МГц).

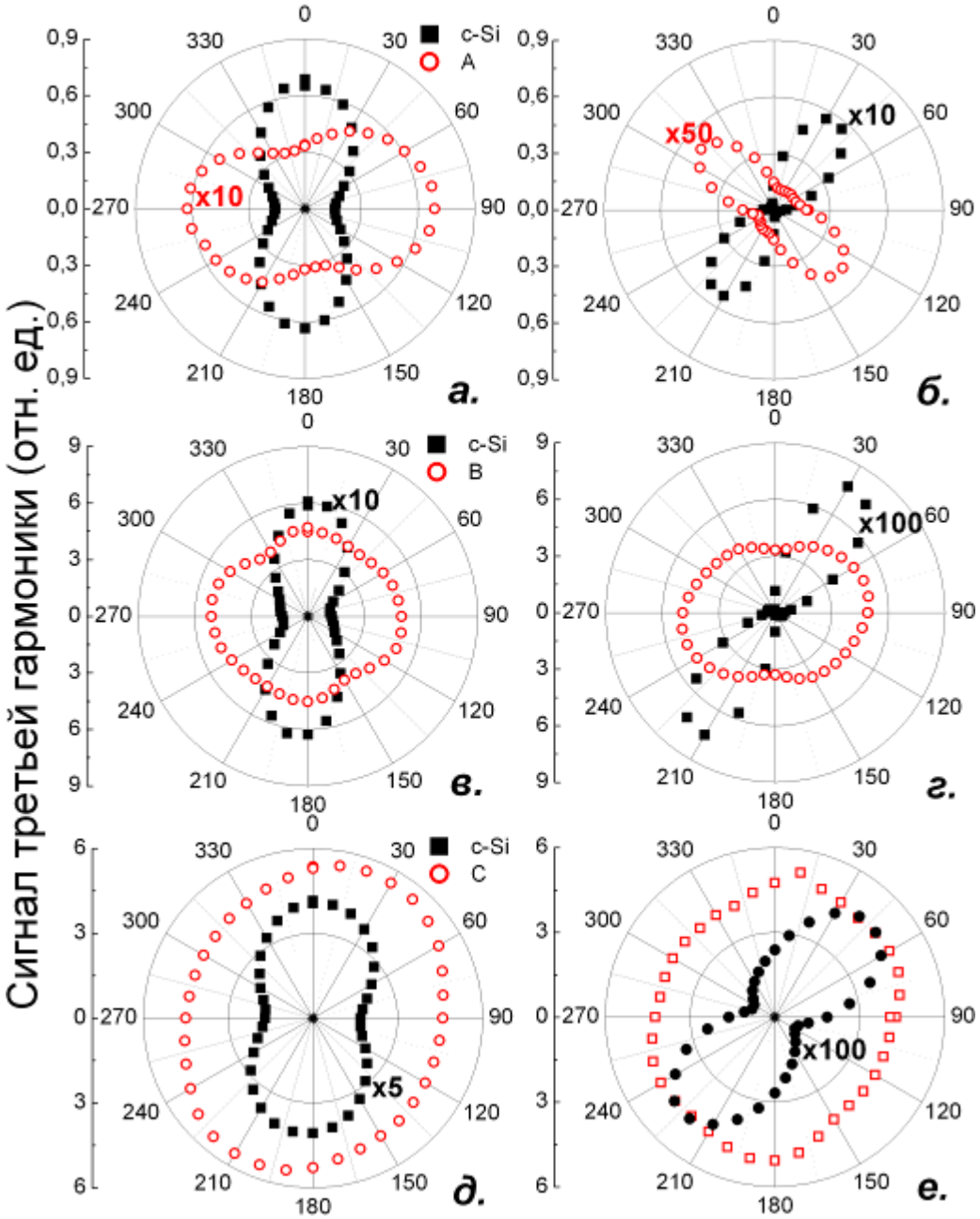


Рис. 3. Ориентационные зависимости сигнала ТГ от образцов A, B и C при (а, в, д) параллельных и (б, г, е) скрещенных поляризаторе и анализаторе

На рис. 3 представлены ориентационные зависимости сигнала ТГ от образцов A, B и C. Одинаковые величины интенсивностей ТГ в случае скрещенных и параллельных анализатора и поляризатора, в отличие от кристаллического кремния, а также изотропные ориентационные зависимости для сигнала КРС в ансамблях КНН говорят о том, что основной вклад в изученные сигналы КРС и ТГ вносит массив нанонитей. Одни и те же образцы, показавшие увеличение либо уменьшение сигнала КРС, демонстрируют

увеличение либо уменьшение сигнала ТГ по сравнению с сигналом от подложки. Этот факт также свидетельствует о возможном увеличении времени жизни фотона в структуре.

ПОЛЯРИЗАЦИОННОЕ ЧЕТЫРЕХВОЛНОВОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ В РАСТВОРЕ КРАСИТЕЛЯ РОДАМИН 6Ж

Горбач Д.В., Назаров С.А., Романов О.Г., Толстик А.Л.

Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь

В работе представлены результаты теоретического и экспериментального исследования четырехволнового взаимодействия при ортогональных круговых поляризациях сигнальной и опорной волн.

Интерференционная картина двух когерентных волн равной амплитуды и ортогональной поляризации (линейной или круговой) имеет постоянную интенсивность, но обладает периодически модулированными поляризационными состояниями в соответствии с разностью фаз записывающих голограмму волн[1]. Получившееся световое поле индуцирует в растворах сложных органических соединений (красителей) периодическую модуляцию комплексного показателя преломления, при этом реализуются условия поляризационной голографической записи[2]. Поляризационные многоволновые взаимодействия в растворах красителей позволяют управлять в реальном времени состоянием поляризации дифрагированной волны[3].

В настоящей работе проведён теоретический анализ записи поляризационной решётки в случае, когда сигнальная волна $\vec{E}_s$ имеет левую круговую поляризацию, а опорная $\vec{E}_r$ правую круговую поляризацию. Также приведены результаты экспериментальных исследований состояния поляризации дифрагированной волны при четырёхволновом взаимодействии.

Суммарное поле сигнальной и опорной световых волн можно представить в виде[4]:

$$\vec{E} = \begin{bmatrix} p_x \cos\omega t + q_x \sin\omega t \\ p_y \cos\omega t + q_y \sin\omega t \end{bmatrix}, \quad (1)$$

где ω - частота световых волн, t – время, p и q в случае малого угла между сигнальной и опорной волной ($2\theta < 5°$) задаются выражениями[4]:

$$\begin{bmatrix} p_x \\ p_y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} |A_{sx}|\cos(\vec{k}_s\vec{r} + \varphi_{sx}) + |A_{rx}|\cos(\vec{k}_r\vec{r} + \varphi_{rx}) \\ |A_{sy}|\cos(\vec{k}_s\vec{r} + \varphi_{sy}) + |A_{ry}|\cos(\vec{k}_r\vec{r} + \varphi_{ry}) \end{bmatrix}, \quad (2)$$

$$\begin{bmatrix} q_x \\ q_y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} |A_{sx}|\sin(\vec{k}_s\vec{r} + \varphi_{sx}) + |A_{rx}|\sin(\vec{k}_r\vec{r} + \varphi_{rx}) \\ |A_{sy}|\sin(\vec{k}_s\vec{r} + \varphi_{sy}) + |A_{ry}|\sin(\vec{k}_r\vec{r} + \varphi_{ry}) \end{bmatrix}, \quad (3)$$

где A – соответствующие компоненты амплитуд световых волн, $\vec{k}_s$ и $\vec{k}_r$ - волновые вектора сигнальной и опорной волн соответственно.

При ортогональных круговых поляризациях записывающих голограмму волн компоненты их амплитуд и фаз связаны следующими выражениями:

$$A_{ry} - iA_{rx} = 0,\ A_{sy} + iA_{sx} = 0,\ \varphi_{sy} = \varphi_{sx} - \frac{\pi}{2},\ \varphi_{ry} = \varphi_{rx} + \frac{\pi}{2}. \quad (4)$$

Используя выражение (1), можно определить состояние поляризации суммарного светового поля в области перекрытия сигнального и опорного пучка. Выражения для квадратов большой и малой полуосей a^2, b^2 в общем случае имеют вид[4]:

$$a^2 = \frac{1}{2}(J_{xx} + J_{yy}) + \frac{1}{2}\sqrt{(J_{xx} + J_{yy})^2 + (J_{xy} - J_{yx})^2}, \quad (5)$$

$$b^2 = \frac{1}{2}(J_{xx} + J_{yy}) - \frac{1}{2}\sqrt{(J_{xx} + J_{yy})^2 + (J_{xy} - J_{yx})^2}, \quad (6)$$

где $J_{ij} \sim E_i E_j^*$.

При ортогональных круговых поляризациях и равных интенсивностях (I) сигнальной и опорной волн выражения (5), (6) принимают следующий вид:

$$a^2 = 2I,\ b^2 = 0, \quad (7)$$

Угол наклона (γ) большой полуоси к оси *Ox* в данном случае задаётся выражением:

$$\sin 2\gamma = \frac{2I \sin\left[(\vec{k}_s - \vec{k}_r)\vec{r} + \varphi_{sx} - \varphi_{rx}\right]}{a^2}, \quad (8)$$

Экспериментально запись поляризационной динамической решётки исследовалась в схеме попутного распространения сигнального и опорного пучков в растворе красителя родамин 6Ж. Схема экспериментальной установки представлена на рисунке 1.

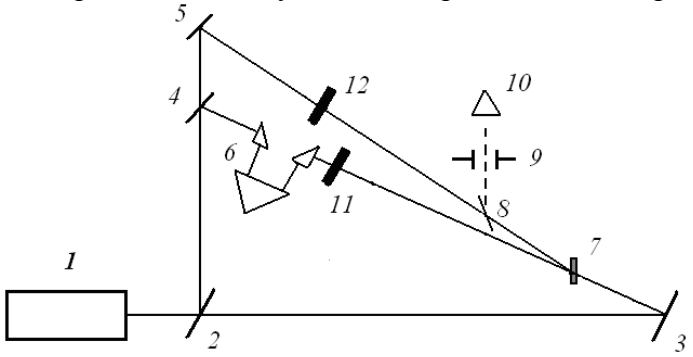


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

В качестве источника излучения использовалась вторая гармоника Nd:YAG лазера *1*. Лазер работал в режиме активной модуляции добротности с длительностью импульса 20 нс и частотой повторения 10 Гц. С помощью светоделителя *2* зеркала *3, 4, 5* формировали соответственно считывающую, опорную и сигнальную волны, которые сводились в кювете с нелинейной средой (раствором красителя родамин 6Ж) *7*, где и происходило четырехволновое взаимодействие. Линия задержки *6* предназначалась для выравнивания оптических путей сигнальной и опорной волн. Зеркало *8* направляло дифрагированный пучок через диафрагму *9* в систему регистрации *10*. Для создания круговых поляризаций в схему вносили пластинки λ/4 *11, 12*.

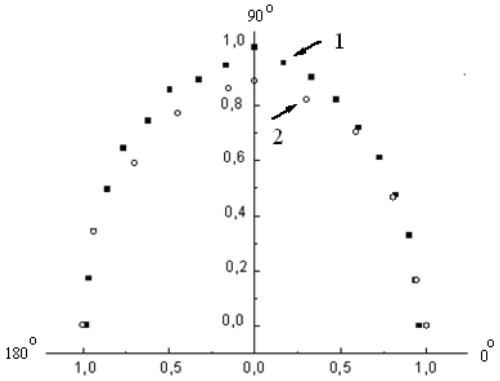


Рис. 2. Индикатриса состояния поляризации дифрагированной волны: 1- круговое состояние поляризации, 2- состояние поляризации дифрагированной волны при ортогональных круговых поляризациях сигнальной и опорной волн.

При считывании поляризационной решётки, записанной волнами с ортогональными круговыми поляризациями, волной с вертикальной линейной поляризацией дифрагированная волна приобретала круговую поляризацию (рисунок 2).

В заключении отметим, что поляризационные многоволновые взаимодействия открывают возможности динамически управлять состоянием поляризации световых волн.

1. O. Hiroshi, A. Emoto, N. Kawatsuki, T. Hasegawa, *Optics Express* , **11**, №19, pp.2379-2384, (2003).

2. P.-A. Blanche, Ph.C. Lemaire, C. Maertens, P. Dubois, R. Jerome, *Optics Communications*, **185**, pp.1-12, (2000).

3. X. Cheng, Y. Dub, Y. Zhang, Z. Wang, Y. Miao, Z. Ren, J. Bai, *Optics Communications*, **285**, pp.4507-4514, (2012).

4. T. Huang, K.H Wagner, *IEEE J. Quantum Electron*, **31**, pp.372 -390, (1995).

ЦИФРОВАЯ ГОЛОГРАФИЧЕСКАЯ МИКРОСКОПИЯ В РЕЖИМЕ ВНЕОСЕВОЙ ГОЛОГРАФИИ С ПРОСТРАНСТВЕННО ЧАСТИЧНО КОГЕРЕНТНЫМ ОСВЕЩЕНИЕМ

Гребенюк А.А., Тараканчикова Я.В., Рябухо В.П.

Саратовский государственный университет
имени Н.Г. Чернышевского, Саратов, Россия
Институт проблем точной механики и управления
Российской академии наук, Саратов, Россия

Проведен анализ возможности реализации метода внеосевой голографии в цифровой голографической микроскопии с пространственно частично когерентным освещением на пропускание. Предложены методы реализации режима внеосевой голографии, позволяющие создавать несущие интерференционные полосы без взаимной декорреляции объектного и опорного полей. Построена экспериментальная схема цифрового голографического микроскопа с пространственно частично когерентным освещением в режиме внеосевой голографии и показана возможность восстановления с его помощью амплитудно-фазовых распределений объектного поля.

Цифровая голографическая микроскопия на пропускание широко используется для исследования фазовых объектов, в особенности в биомедицинских приложениях для изучения клеток[1-5]. В стандартных схемах цифровой голографической микроскопии в объектном и опорном плечах микроскопа используется пространственно когерентные оптические поля. Это облегчает задачу конструкции и анализа голографических микроскопов, однако делает их чувствительными к когерентным шумам, которые могут возникнуть, например, вследствие наличия пыли в оптическом тракте одного из плеч.

Для решения этой проблемы были предложены различные голографические микроскопы с пространственно частично когерентным освещением на пропускание[3-5], использующие для восстановления комплексной амплитуды объектного поля сдвиг фазы[3] или принцип внеосевой голографии[4,5]. Принцип внеосевой голографии дает возможность восстановления комплексной амплитуды поля по записи только одной голограммы, что делает его использование предпочтительным в задачах, требующих наблюдения динамики объектов в реальном времени. Однако при использовании пространственно частично когерентного освещения, реализация режима внеосевой голографии осложнена дополнительным фактором – необходимостью избежать декорреляции объектного и

опорного полей вследствие их взаимного пространственного смещения. Для этого были предложены различные варианты реализации режима внеосевой голографии, основанные на использовании дифракционных решеток и усложнении схемы голографического микроскопа[4,5].

В данной работе проведен анализ возможности реализации режима внеосевой голографии в цифровых голографических микроскопах с пространственно частично когерентным освещением на пропускание, без декорреляции объектного и опорного полей. Показана возможность создания таких микроскопов без внесения дополнительных оптических элементов и усложнения оптической схемы. Исследованы особенности предложенных методов реализации режима внеосевой голографии в цифровой голографической микроскопии с частично когерентным освещением. Построена экспериментальная схема такого микроскопа и показана возможность восстановления в нем амплитудно-фазовых распределений объектного поля.

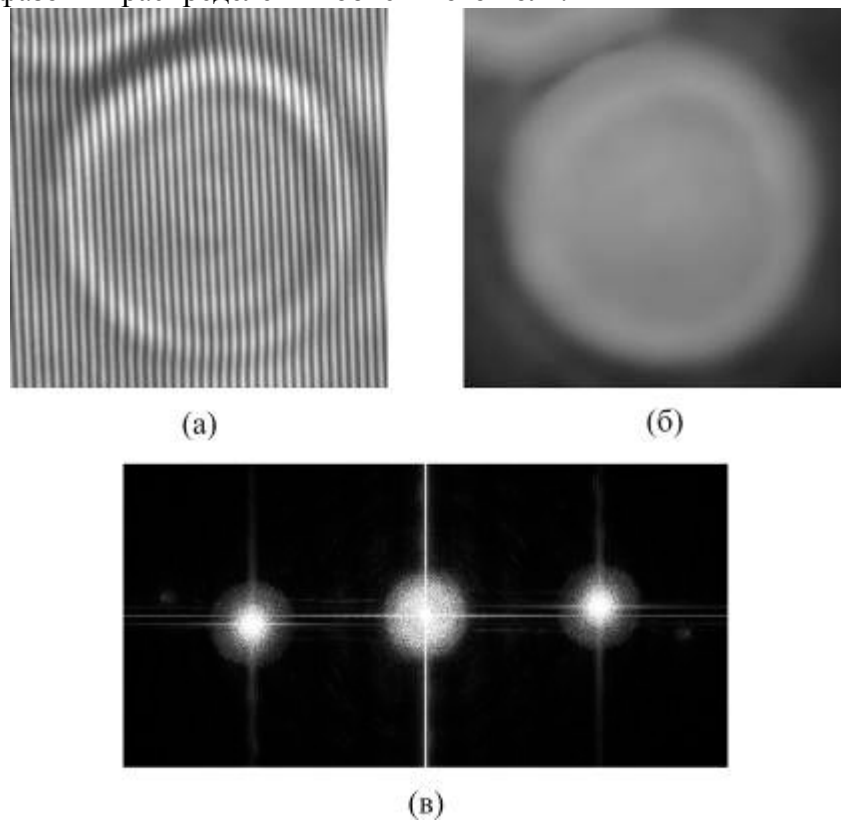


Рис. 1. а) увеличенный фрагмент голограммы, записанной при помощи предложенной схемы цифрового голографического микроскопа;
б) восстановленное распределение фазы (от 0 до 2π в градациях серого);
в) пространственный спектр голограммы.

На Рис. 1 представлен пример работы одной из предложенных схем цифровой голографической микроскопии с пространственно частично когерентным освещением в режиме внеосевой голографии (в качестве тестового объекта использовались клетки крови на стеклянной подложке). Наличие пространственно высокочастотной несущей структуры интерференционных полос (Рис.1 (а)) приводит к взаимному сдвигу в пространственном спектре голограммы компонент, соответствующих распределению интенсивностей объектного и опорного полей и комплексной амплитуды поля (Рис.1 (в)) и дает возможность восстановления фазы объектного поля, содержащей информацию об оптической структуре исследуемого объекта (Рис.1 (б)).

1. P. Marquet, B. Rappaz, P. J. Magistretti, E. Cuche, Y. Emery, T. Colomb, C. Depeursinge, *Optics Letters*, **30**, pp. 468-470 (2005).

2. P. Langehanenberg, L. Ivanova, I. Bernhardt, S. Ketelhut, A. Vollmer, D. Dirksen, G. Georgiev, G. von Bally, B. Kemper, *J. Biomed. Opt.* **14**, 014018 1-7 (2009).

3. F. Dubois, M.-L. N. Requena, C. Minetti, O. Monnom, E. Istasse, *Applied Optics*, **43**, pp. 1131-1139 (2004).

4. F. Dubois, C. Yourassowsky, *Proc. SPIE* **8429**, 84291E 1-6 (2012).

5. P. Kolman, R. Chmelík, *Optics Express*, **18**, pp. 21990-22003 (2010).

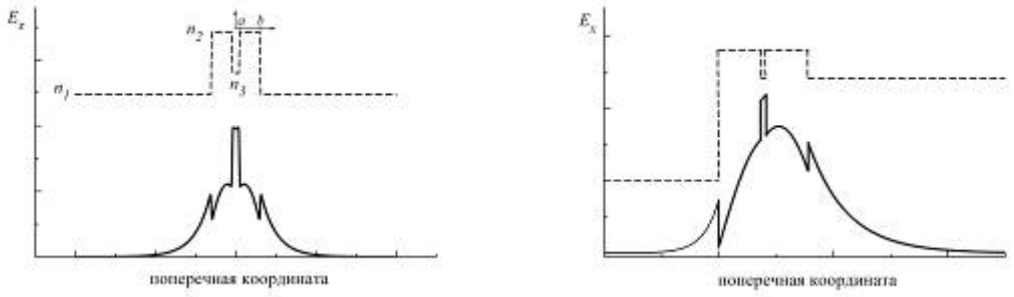
НЕЛИНЕЙНЫЕ СУБМИКРОННЫЕ ВОЛНОВОДНЫЕ СТРУКТУРЫ ИЗ ХАЛЬКОГЕНИДНОГО СТЕКЛА

Борисов Е.В., Романова Е.А.

Национальный исследовательский Саратовский государственный университет имени Н.Г. Чернышевского, Саратов, Россия

Щелевые волноводы на основе халькогенидного стекла рассмотрены как перспективные устройства для управления параметрами сверхкоротких оптических импульсов в спектральной области 1-2 мкм, исследованы нелинейные и дисперсионные свойства ТМ-мод, проведено сравнение характеристик щелевых волноводов с соответствующими характеристиками трехслойных.

Халькогенидные стёкла являются перспективными материалами современной фотоники, которые могут быть использованы для создания устройств волоконной и интегральной оптики (оптических переключателей, регенераторов оптического сигнала, широкополосных источников инфракрасного излучения, оптических датчиков). Халькогенидные стекла используются для разработки волоконно-оптических лазеров и усилителей, дистанционных передатчиков и других устройств, работающих в инфракрасном диапазоне длин волн от 1 до 10 мкм. Однако, их широкому применению в области 1-2 мкм препятствует высокая материальная дисперсия (D<-500 пс/нм/км), для компенсации которой обычно используются волноводные структуры[1]. В данной работе рассматриваются щелевые волноводы на основе халькогенидного стекла как нелинейные устройства для управления параметрами сверхкоротких оптических импульсов, исследуются нелинейные и дисперсионные свойства ТМ-мод щелевых волноводов, сравниваются характеристики щелевых волноводов с характеристиками обычных трехслойных волноводов[2]. На Рис.1 показаны профили показателя преломления двумерного щелевого волновода с симметричным и несимметричным распределением показателя преломления и соответствующие профили E_x-компоненты электрического поля моды TM_0. Интенсивность TM_0-моды электромагнитного поля локально увеличивается в области щели, что может быть использовано для усиления нелинейных эффектов.



а) б)

Рис. 1. Поперечный профиль показателя преломления (пунктирная линия) и профиль Ex-компоненты электрического поля TM_0-моды (сплошная линия):
а) в симметричном, б) в несимметричном щелевом волноводе

Методом исследования в данной работе является численное моделирование методом конечных разностей[3]. Решается система связанных нелинейных уравнений для компонент электрического поля TM-мод (1):

$$2i\beta\frac{\partial e_x}{\partial z}+\frac{\partial}{\partial x}\left[\frac{1}{n^2}\frac{\partial\left(n^2e_x\right)}{\partial x}\right]+\left(n^2k^2-\beta^2+\varepsilon_{nl}\left(\left|e_x\right|^2+\frac{2}{3}\left|e_z\right|^2\right)\right)e_x=0,$$
$$2i\beta\frac{\partial e_z}{\partial z}+\frac{\partial^2 e_z}{\partial x^2}+i\beta\frac{\partial \ln n^2}{\partial x}e_x+\left[n^2k^2-\beta^2+\varepsilon_{nl}\left(\frac{2}{3}\left|e_x\right|^2+\left|e_z\right|^2\right)\right]e_z=0, \quad (1)$$

где β – продольная постоянная распространения моды, $n(x)$ – показатель преломления, k – волновое число, $\varepsilon_{nl}=k^3n^3n_2/(Z_0\beta)$ – нелинейный параметр, n_2 – керровская постоянная, Z_0 – импеданс свободного пространства.

При решении уравнений системы (1) использовался метод расщепления, так что последовательно рассматривались линейный и нелинейный шаги. На линейном шаге конечно-разностная схема, построенная на шеститочечном шаблоне, решалась методом прогонки. Нелинейность учитывалась затем путём домножения компонент полей на экспоненциальный фазовый множитель.

Начальное распределение поля задавалось в виде линейной TM_0-моды.

Рассматривались волноводы, состоящие из слоёв халькогенидных стёкол (As_2Se_3: n=2.837, n_2=24.4×10^{-14} см^2/Вт, As_2S_3: n=2.437, n_2=4.6×10^{-14} см^2/Вт) плавленого кварца (SiO_2: n=1.528, n_2=1.6×10^{-16} см2/Вт) и нанокристаллического кремния (Si-nc: n=1.640, n_2=4×10^{-13} см2/Вт). Все значения параметров определены[4] на длине волны 1.55.

Решение уравнений (1) в нелинейном волноводе имеет вид устойчивого профиля «нелинейной моды» после того, как завершился пространственно неустановившийся режим преобразования линейной моды в нелинейную. Продольная постоянная распространения нелинейной моды ($\beta=\beta_0+\Delta\beta$, где β_0 – продольная постоянная распространения линейной моды) увеличивается с ростом начальной мощности пучка (Рис. 2).

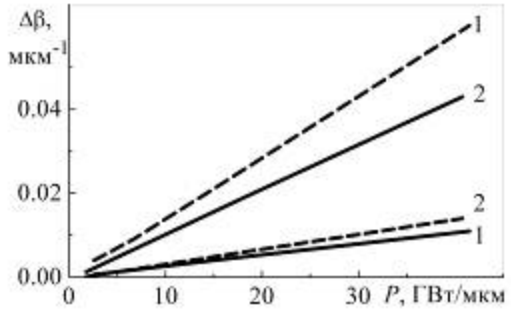


Рис. 2. Нелинейная добавка к продольной постоянной распространения в зависимости от плотности мощности входного пучка в трёхслойном (пунктирные линии) и в щелевом (сплошные линии) волноводе: 1 – $n_{1,3}$ (As_2S_3), n_2 (As_2Se_3); 2 - n_1 (SiO_2), n_2 (As_2S_3), n_3 (Si-nc); a=0.34 мкм, b=30 нм

В результате численного моделирования было установлено, что щелевой волновод, сердцевина и оболочка которого сделаны из халькогенидного стекла, обеспечивает большую нелинейную фазовую модуляцию, однако наличие щели из халькогенидного стекла с меньшим показателем преломления ослабляет нелинейный эффект. Это связано с тем, что, как известно[5], меньшим значениям n соответствуют меньшие значения n_2. Если

оболочка волновода изготовлена из плавленого кварца, то нелинейная модуляция фазы несколько слабее, чем в трехслойном волноводе с оболочкой из халькогенидного стекла. Использование других составов халькогенидного стекла для заполнения щели ослабляет нелинейный эффект, поэтому для заполнения щели мы предлагаем использовать нанокристаллический кремний, который обеспечивает уменьшение показателя преломления при существенном возрастании n_2. Как видно на Рис.2 (линии 2), наличие такой щели приводит к значительному усилению нелинейного эффекта самомодуляции фазы.

Полностью халькогенидная структура, хотя и обеспечивает хорошую нелинейную модуляцию фазы, не может быть использована для компенсации большой материальной дисперсии стекла (D<0, Рис. 3). Волновод с оболочкой из плавленого кварца позволяет переместить нуль дисперсии в область 1-2 мкм. Наличие щели приводит лишь к незначительному сдвигу нуля дисперсии в длинноволновую область.

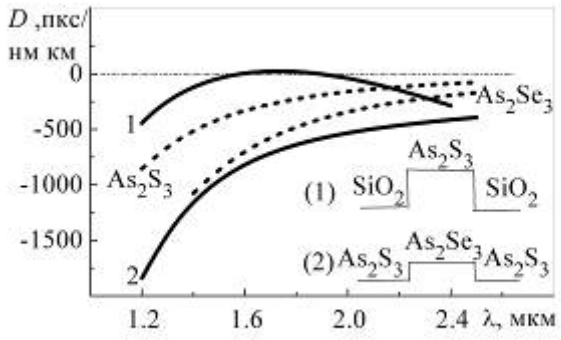


Рис. 3. Материальная дисперсия халькогенидных стёкол (пунктирные линии), дисперсия трехслойных волноводов (a=0, b=0.34 мкм), $D=-(\lambda/c)(\partial^2 n/\partial\lambda^2)$

В заключение, наноструктурирование волноводов из халькогенидного стекла с кварцевой оболочкой позволяет усилить нелинейную фазовую модуляцию при условии, что материал, заполняющий щель волновода, является более нелинейным по отношению к халькогенидному стеклу. В данной работе показано, что таким материалом может быть нанокристаллический кремний. Такая структура, в оболочке которой используется оптический материал, создающий большой контраст показателя преломления ($n_1 << n_2$), может компенсировать большую нормальную дисперсию халькогенидного стекла в области 1-2 мкм, тем самым создавая условия для формирования солитонов в этой спектральной области.

1. А.И. Конюхов, Е.А. Романова, В.С.Ширяев, *Опт. и спектр.*,**110**, №3, с. 479-485, (2011)
2. V.R. Almedia, Q. Xu, C.A. Barrios, M. Lipson, *Optics Letters*, **29**, №12, pp. 1209-1211, (2004)
3. А.А. Самарский, *Введение в численные методы*, с. 236, (1987)
4. A. Zakery, S.R. Elliott, *Optical Nonlinearities in Chalcogenide Glasses and Their Applications*, (2007)
5. J.H.V. Price, T.M. Monro, H. Edendorff-Heidepriem, F. Poletti, *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, **13**, №3, pp. 738-749, (2007)

РАЗЛИЧИЕ ФИЗИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ НЕЛИНЕЙНЫХ ЭФФЕКТОВ В СТЕКЛАХ С МЕТАЛЛИЧЕСКИМИ НАНОЧАСТИЦАМИ ЗОЛОТА, ПОЛУПРОВОДНИКОВЫМИ НАНОЧАСТИЦАМИ ХЛОРИДА МЕДИ

Ким А.А., Никоноров Н.В., Сидоров А.И.

Национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

Главные механизмы нелинейного отклика среды на основе стекла с наночастицами металлов, золота, и полупроводниковых нанокристаллов хлорида меди имеют разную природу происхождения эффектов ограничения или просветления.

Физические процессы оптического нелинейного отклика полупроводниковых нанокристаллов CuCl и металлических наночастиц Au обсуждается детально. В частности работа сосредоточена на поведении кривых пропускания в зависимости от энергии лазерного импульса.

Принципиальное отличие между нелинейным откликом наночастиц металлов и полупроводниковых нанокристаллов основано на природе этих процессов. Главную роль в нелинейном отклике наночастиц металлов является поверхностно-плазмонный резонанса при лазерном облучении. Немаловажную роль играет не только плазмонный резонанс но и форма наночастиц.

В случае полупроводниковых нанокристаллов количество участвующих процессов влияющих на нелинейный отклик резко увеличивается. Играют роль следующие процессы: двухфотонное поглощение, наведенное поглощение света, изменение показателя преломления полупроводниковых нанокристаллов, генерация центров окраски, поглощение на свободных носителях заряда, светоиндуцированные механические напряжения между матрицей стекла и нанокристаллами за счет разницы в коэффициентах теплового расширения между нанокристаллами и стеклянной матрицей, формирование отрицательной тепловой линзы, вызывающей эффект самодефокусировки. Этот широкий спектр причин, которые создают нелинейный отклик, например, просветление, потемнение или эффект ограничения [1]. Эта работа включает экспериментальные исследования нелинейно-оптического отклика при воздействии лазерного импульса наносекундной длительности и теоретического расчета, который предполагает некоторые физические модели процессов для металлических и полупроводниковых наночастиц включенных в стеклянные матрицы стекла. Нелинейный отклика таких материалов достигает энергетического порога в 10^{-9} - 10^{-4} Дж / см^2.

Работа выполнена при поддержке гранта №12-02-31887 на 2012-2013 годы.

1. A. A. Kim, N. V. Nikonorov, A. I. Sidorov, V. A. Tsekhomskii, P. S. Shirshnev, Technical Physics Letters Volume 37, Issue 5, pp. 401-403 (2011).

ЧИСЛЕННЫЙ РАСЧЁТ ХАРАКТЕРИСТИК ПЛАЗМЕННЫХ КАНАЛОВ ПРИ ФОКУСИРОВКЕ ИНФРАКРАСНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ВОЗДУХЕ В УСЛОВИЯХ ФИЛАМЕНТАЦИИ

Васильев Е.В., Дергачёв А.А.

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

Предложена модель динамической кривизны волнового фронта фемтосекундных лазерных импульсов для объяснения наблюдаемой протяженности плазменного канала при филаментации в воздухе излучения инфракрасного диапазона. Показана стабильность длины плазменных каналов по отношению к флуктуационным изменениям начальной энергии лазерных импульсов.

Филаментация представляет собой пространственно-временную самолокализацию энергии импульсного излучения, которая поддерживается на достаточно больших расстояниях. Она возникает благодаря динамическому балансу нелинейно-оптических эффектов при взаимодействии коротких лазерных импульсов высокой мощности со средой [1]. Филаментация в воздухе сопровождается появлением протяженных плазменных каналов. Для коллимированных пучков расстояние до старта филамента оказывается порядка нескольких десятков метров, поэтому в лабораторных условиях используются сфокусированные пучки. В работе [2] исследовались характеристики плазменного канала, возникающего при фокусировке импульсного излучения титан-сапфирового лазера на длине волны 744 нм, длительностью 100 фс, с характерным размером пучка 4 мм линзой с фокусным расстоянием 110 см. Из рис. 1 видно, что в эксперименте протяженность плазменного канала получилась больше, чем при численном моделировании.

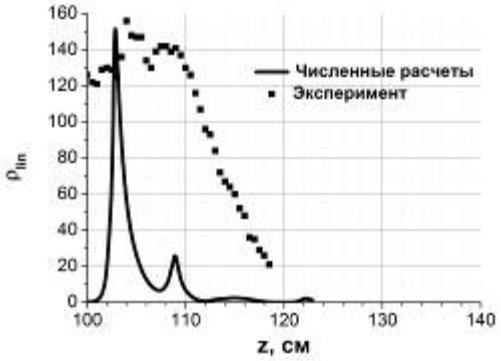


Рис. 1. Зависимость линейной концентрации плазмы ρ_{lin} от расстояния вдоль направления распространения импульса. Экспериментальные (точки) и численные (сплошная линия) результаты. Начальная энергия импульса E = 5.9 мДж

Одной из причин этого может быть то, что в расчетах фокусное расстояние каждого временного слоя импульса принималось одинаковым (так называемая постоянная кривизна волнового фронта). Возможно, вследствие нелинейно-оптических процессов в кристалле усилителя фокусное расстояние стало зависеть от временного слоя – возникла динамическая кривизна волнового фронта. Ее можно описать следующей формулой:

$$\frac{1}{f(\tau)} = \frac{1}{f_0} - \frac{1}{\Delta f} e^{-\left(\frac{\tau}{\tau_f}\right)^4}, \qquad (1)$$

где τ – временной слой, f_0 – фокусное расстояние для краев импульса,
Δf – параметр, характеризующий глубину модуляции фокусного расстояния,

τ_f – характерная ширина зоны более мягкой фокусировки (рис. 2).

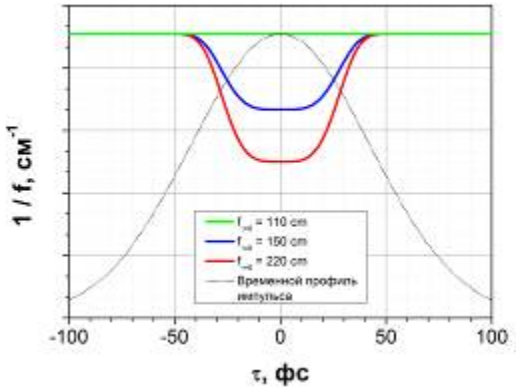
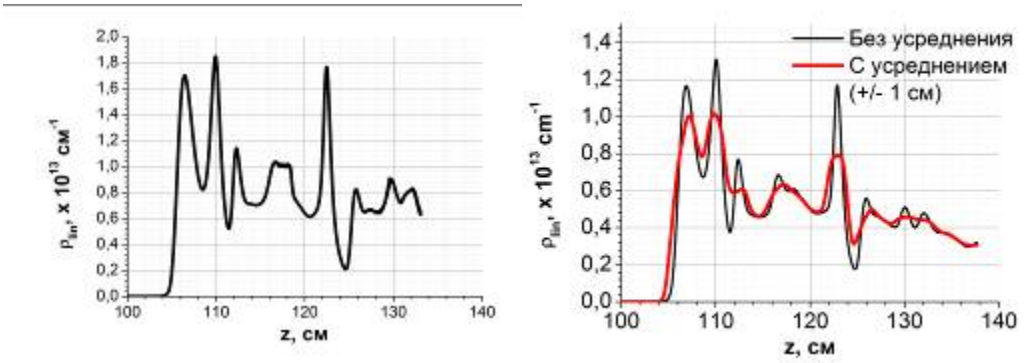


Рис. 2. Зависимости фокусного расстояния от временного слоя импульса. Зеленым показана постоянная кривизна волнового фронта с неизменным фокусным расстоянием 110 см. Синему и красному соответствует динамическая кривизна с фокусными расстояниями центрального слоя 150 см и 220 см соответственно.
Пунктиром нанесен временной профиль гауссова импульса длительностью 100 фс (FWHM)

Результаты, полученные в рамках этой модели, представлены на рис. 3а.



а) б)

Рис. 3. Зависимость линейной концентрации плазмы ρ_{lin} от расстояния вдоль направления распространения импульса до (а) и после (б) усреднения по апертуре измерительного конденсатора. Динамическая кривизна волнового фронта. Фокусное расстояние центрального временного слоя – 150 см. Начальная энергия E = 5.9 мДж

Видно, что протяженность плазменного канала заметно возросла.

В реальности измерительный конденсатор, изменение заряда на обкладках которого было прямо пропорционально линейной концентрации плазмы, состоял из двух обкладок-полусфер радиусом 1 см каждая. Проведем усреднение по его апертуре и получим зависимость более близкую к экспериментальной (см. рис. 3б).

Возможно, расхождение результатов численных расчетов и эксперимента связано не с динамикой волнового фронта, а с флуктуациями начальной энергии лазерных импульсов. На рис. 4 представлена зависимость линейной концентрации плазмы от расстояния вдоль направления распространения для энергий, отличающихся на 10% в большую и меньшую сторону от исходной (2.8 мДж).

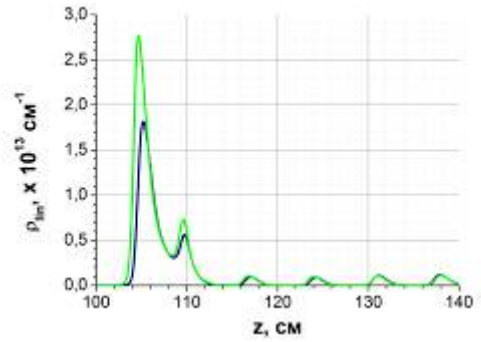


Рис. 4 Зависимость линейной концентрации плазмы ρ_{lin} от расстояния вдоль направления распространения импульса для начальной энергии, большей (зеленый) и меньшей (синий) на 10%, чем 2.8 мДж.

Видно, что протяженность плазменных каналов изменилась незначительно, а значит, флуктуации энергии не могли сильно повлиять на протяженность плазменных каналов.

Таким образом, модель динамической кривизны волнового фронта может описывать наблюдаемую протяженность плазменных каналов. Также показано, что изменение длины плазменных каналов вследствие 10% флуктуаций энергии при фокусировке в воздухе незначительно.

1. Кандидов В.П., Шленов С.А., Косарева О.Г., *Квант. Эл.*, **39**, №3, (2009)

2. Дергачев А.А., Ионин А.А., Кандидов В.П., Селезнев Л.В. Синицын Д.В., Сунчугашева Е.С., Шленов С.А., *Квант. Эл.*, **42**, (2012)

ЯВЛЕНИЕ САМОЗАХВАТА В ДИНАМИКЕ ЭКСИТОН-ПОЛЯРИТОНОВ

Васильева О.Ф., Денисов С.С.

Приднестровский государственный университет имени Т.Г. Шевченко, Тирасполь, Молдова

Изучена динамика поляритонов в микрорезонаторе в режиме параметрического осциллятора, когда два поляритона накачки превращаются в поляритоны сигнальной и холостой мод и обратно. Получено нелинейное дифференциальное уравнение, управляющее временной эволюцией плотности поляритонов накачки, решение которого выражается через эллиптические функции Якоби. Предсказана возможность существования явления самозахвата в динамике экситон–поляритонов.

Смешанные экситон-фотонные состояния в плоских полупроводниковых микрорезонаторах с квантовыми ямами в активном слое представляют собой новый класс квазидвумерных квазичастиц с уникальными свойствами. Такие состояния называют микрорезонаторными экситон-поляритонами. Они возникают благодаря сильной связи экситонов с собственными модами электромагнитного излучения микрорезонатора. Огромный интерес вызывает поляритон-поляритонное рассеяние, благодаря которому экситон-поляритонная система демонстрирует сильно нелинейные свойства. Такие нелинейности были обнаружены в спектрах люминесценции микрорезонаторов при резонансном возбуждении нижней поляритонной ветви, которые объяснялись четырехволновым смешением или параметрическим рассеянием фотовозбужденных поляритонов накачки в сигнальную и холостую моды.

Представим результаты исследования динамики экситон-поляритонов в режиме параметрического осциллятора. Рассмотрим ситуацию, когда поляритоны возбуждаются на нижней ветви закона дисперсии под «магическим» углом. Процесс параметрического рассеяния двух поляритонов накачки в сигнальную и холостую моды описывается гамильтонианом вида:

$$H = \hbar\omega_p \hat{a}_p^+ \hat{a}_p + \hbar\omega_s \hat{a}_s^+ \hat{a}_s + \hbar\omega_i \hat{a}_i^+ \hat{a}_i + \frac{1}{2}\hbar\nu_p \hat{a}_p^+ \hat{a}_p^+ \hat{a}_p \hat{a}_p + \frac{1}{2}\hbar\nu_s \hat{a}_s^+ \hat{a}_s^+ \hat{a}_s \hat{a}_s + \frac{1}{2}\hbar\nu_i \hat{a}_i^+ \hat{a}_i^+ \hat{a}_i \hat{a}_i +$$
$$+ \hbar\nu_{ps} \hat{a}_p^+ \hat{a}_p \hat{a}_s^+ \hat{a}_s + \hbar\nu_{pi} \hat{a}_p^+ \hat{a}_p \hat{a}_i^+ \hat{a}_i + \hbar\nu_{si} \hat{a}_s^+ \hat{a}_s \hat{a}_i^+ \hat{a}_i + \hbar\mu\left(\hat{a}_p^+ \hat{a}_p^+ \hat{a}_s \hat{a}_i + \hat{a}_s^+ \hat{a}_i^+ \hat{a}_p \hat{a}_p\right), \qquad (1)$$

где ω_p, ω_s и ω_i - собственные частоты поляритонов накачки, сигнальной и холостой мод соответственно, $\hat{a}_p$, $\hat{a}_s$, $\hat{a}_i$ - операторы уничтожения поляритонов, ν_p, ν_s, ν_i и ν_{ps}, ν_{pi}, ν_{si} – константы одномодовых и межмодовых упругих поляритон-поляритонных взаимодействий, μ - константа параметрической поляритон-поляритонной конверсии. Используя (1), легко получить систему гайзенберговских уравнений для операторов $\hat{a}_p$, $\hat{a}_s$, $\hat{a}_i$. Усредняя эту систему уравнений и используя приближение среднего поля (mean field approximation), можно получить систему нелинейных эволюционных уравнений для комплексных амплитуд поляритонов $a_p = \langle \hat{a}_p \rangle$, $a_s = \langle \hat{a}_s \rangle$ и $a_i = \langle \hat{a}_i \rangle$:

$$\begin{aligned}
i\dot{a}_p &= \omega_p a_p + \left(\nu_p a_p^* a_p + \nu_{ps} a_s^* a_s + \nu_{pi} a_i^* a_i\right) a_p + 2\mu a_p^* a_s a_i, \\
i\dot{a}_s &= \omega_s a_s + \left(\nu_s a_s^* a_s + \nu_{ps} a_p^* a_p + \nu_{si} a_i^* a_i\right) a_s + \mu a_i^* a_p a_p, \qquad (2) \\
i\dot{a}_i &= \omega_i a_s + \left(\nu_i a_i^* a_i + \nu_{pi} a_p^* a_p + \nu_{si} a_s^* a_s\right) a_i + \mu a_s^* a_p a_p.
\end{aligned}$$

Систему уравнений (2) следует дополнить начальными условиями, которые можно записать в виде:

$$a_{p|t=0} = a_{p0}\exp(i\varphi_{p0}),\ a_{s|t=0} = a_{s0}\exp(i\varphi_{s0}),\ a_{i|t=0} = a_{i0}\exp(i\varphi_{i0}), \qquad (3)$$

где a_{p0}, a_{s0}, a_{i0} и φ_{p0}, φ_{s0}, φ_{i0} - действительные величины, которые представляют начальные амплитуды и фазы поляритонов. Вводя далее в рассмотрение плотности поляритонов $n_p = a_p^* a_p$, $n_s = a_s^* a_s$, $n_i = a_i^* a_i$ и две компоненты «поляризации» $Q = i\left(a_p a_p a_s^* a_i^* - a_s a_i a_p^* a_p^*\right)$, $R = a_p a_p a_s^* a_i^* + a_s a_i a_p^* a_p^*$, получаем для них следующую систему нелинейных дифференциальных уравнений:

$$\begin{aligned}
&\dot{n}_p = 2\mu Q,\ \dot{n}_s = -\mu Q,\ \dot{n}_i = -\mu Q, \\
&\dot{Q} = \left(\Delta + \left(2\nu_p - \nu_{ps} - \nu_{pi}\right)n_p + \left(2\nu_{ps} - \nu_s - \nu_{si}\right)n_s + \left(2\nu_{pi} - \nu_{si} - \nu_i\right)n_i\right)R + \\
&+ 2\mu\left(4n_p n_s n_i - n_p^2 n_s - n_p^2 n_i\right), \qquad (4) \\
&\dot{R} = -\left(\Delta + \left(2\nu_p - \nu_{ps} - \nu_{pi}\right)n_p + \left(2\nu_{ps} - \nu_s - \nu_{si}\right)n_s + \left(2\nu_{pi} - \nu_{si} - \nu_i\right)n_i\right)Q,
\end{aligned}$$

где $\Delta = 2\omega_p - \omega_s - \omega_i$ - расстройка резонанса. Используя (3), начальные условия для новых функций представим в виде:

$$\begin{aligned}
&n_{p|t=0} = \left|a_{p0}\right|^2 = n_{p0},\ n_{s|t=0} = \left|a_{s0}\right|^2 = n_{s0},\ n_{i|t=0} = \left|a_{i0}\right|^2 = n_{i0}, \\
&Q_{|t=0} = Q_0 = 2n_{p0}\sqrt{n_{s0}n_{i0}}\sin\theta_0,\ R_{|t=0} = R_0 = 2n_{p0}\sqrt{n_{s0}n_{i0}}\cos\theta_0, \qquad (5)
\end{aligned}$$

где $\theta_0 = \varphi_{s0} + \varphi_{i0} - 2\varphi_{p0}$ - начальная разность фаз.

Дальнейшее рассмотрение удобнее провести для нормированных величин $y = n_p / n_{p0}$, $\bar{n}_{s0} = n_{s0}/n_{p0}$, $\bar{n}_{i0} = n_{i0}/n_{p0}$, $\alpha = \Delta/\left(2\mu n_{p0}\right)$, $\bar{\nu}_p = \left(2\nu_p - \nu_{ps} - \nu_{pi}\right)/\mu n_{p0}$, $\bar{\nu}_i = \left(2\nu_{pi} - \nu_{si} - \nu_i\right)/\mu n_{p0}$, $\bar{\nu}_s = \left(2\nu_{ps} - \nu_{si} - \nu_s\right)/\mu n_{p0}$, $t = \tau\tau_0$. Тогда систему уравнений (4) можно привести к одному нелинейному дифференциальному уравнению для нормированной плотности y поляритонов накачки

$$\frac{1}{2}\left(\frac{dy}{d\tau}\right)^2 + W(y) = 0, \qquad (6)$$

где

$$W(y) = W_1(y) + W_2(y),\ W_1(y) = -2y^2(1 + 2\overline{n}_{s0} - y)(1 + 2\overline{n}_{i0} - y),$$

$$W_2(y) = 2\left(2\sqrt{\overline{n}_{s0}\overline{n}_{i0}}\cos\theta_0 + \alpha(1-y) + \frac{1}{4}\overline{\nu}_p(1-y^2) + \frac{1}{8}\overline{\nu}_s(1-y)(1+4\overline{n}_{s0}-y) + \frac{1}{8}\overline{\nu}_i(1-y)(1+4\overline{n}_{i0}-y)\right)^2$$

Рассмотрим решение уравнения (6) для случая $\theta_0 = \pi/2$. На рис.2 представлены графики действительных корней уравнения $W(y) = 0$ в зависимости от нормированной начальной плотности поляритонов холостой моды $\overline{n}_{i0}$ при различных значениях параметров $\overline{n}_{s0}$, α, $\overline{\nu}_p$, $\overline{\nu}_s$, $\overline{\nu}_i$. Из рис.1 видно, что в зависимости от параметров уравнение $W(y) = 0$ может иметь либо два, либо четыре действительных корня. При этом имеет место радикальное изменение временной эволюции плотности поляритонов накачки и, в частности, резкое изменение амплитуды колебаний плотности. Кроме того существует такое соотношение между параметрами, что два наименьших корня могут оказаться одинаковыми. Такое вырождение корней уравнения $W(y) = 0$ соответствует возникновению апериодического режима эволюции системы.

Временная эволюция плотности поляритонов накачки и зависимость амплитуды A и периода T колебаний от величины параметра $\overline{n}_{i0}$ представлены на рис.2. Видно, что имеет место периодический и апериодический режимы эволюции системы. Амплитуда колебаний плотности поляритонов накачки сначала медленно растет с ростом $\overline{n}_{i0}$ при фиксированном α, затем возникает область ее быстрого возрастания и далее ее рост насыщается. Резкое, скачкообразное возрастание амплитуды колебаний поляритонов накачки с ростом нормированной начальной плотности поляритонов $\overline{n}_{i0}$ свидетельствует о наступлении явления самозахвата плотности поляритонов накачки. При малых значениях α и сравнительно больших $\overline{n}_{i0}$ образуется область плато (рис. 2b), которая уменьшается с увеличением расстройки резонанса α, и, наконец, полностью исчезает. Эти особенности связаны с исчезновением двух действительных корней уравнения $W(y) = 0$ и возникновением двух комплексно–сопряженных.

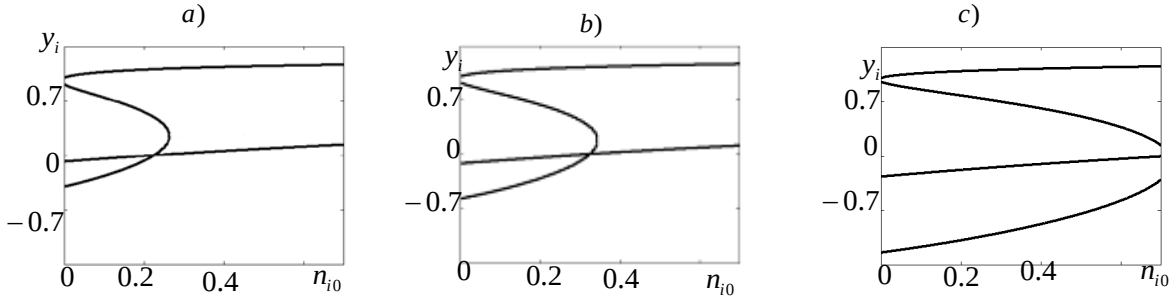


Рис.1. Зависимость корней y_i уравнения $W(y) = 0$ от параметра $\overline{n}_{i0}$ при $\overline{n}_{s0} = 0.1$, $\overline{\nu}_p = 4$, $\overline{\nu}_i = -2$, $\overline{\nu}_i = -3$ и различных значениях α, равных 0, 0.1 и 0.5.

Что касается периода колебаний T (рис. 2 с), то он сначала растет с ростом $\overline{n}_{i0}$, затем обращается в бесконечность (что соответствует апериодическому режиму эволюции) и при дальнейшем увеличении $\overline{n}_{i0}$ он монотонно уменьшается. Таким образом, с ростом $\overline{n}_{i0}$ периодический режим эволюции переходит в апериодический, а затем снова в периодический.

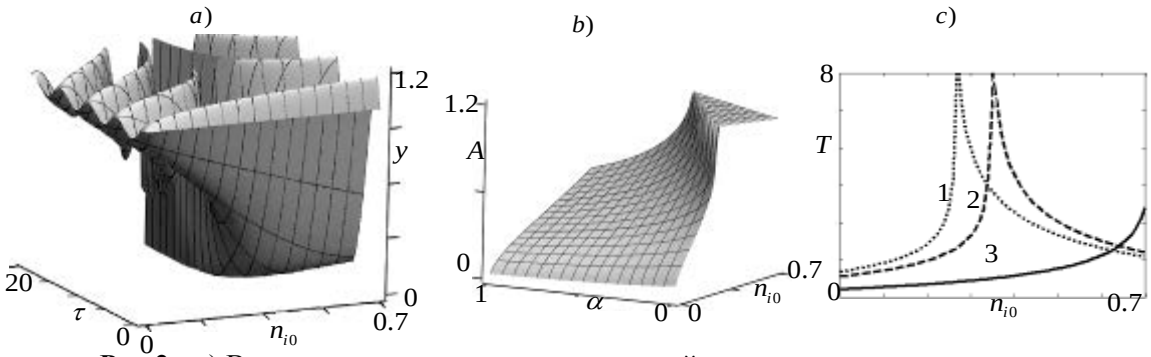


Рис.2. *a*) Временная эволюция нормированной плотности поляритонов накачки при $\bar{n}_{s0} = 0.1$, $\bar{\nu}_p = 4$, $\bar{\nu}_i = -2$, $\bar{\nu}_i = -3$, $\alpha = 0.1$ и различных значениях начальной плотности $\bar{n}_{i0}$, и зависимость *b*) амплитуды A от величины параметра α и от $\bar{n}_{i0}$, и *c*) периода T колебаний от величины параметра $\bar{n}_{s0}$ от значений параметра α равных $0(1)$, $0.1(2)$ и $0.5(3)$.

В заключение отметим, что динамика поляритонов в режиме параметрического осциллятора представляет собой периодическое превращение пары поляритонов накачки в поляритоны сигнальной и холостой мод и обратно. Период и амплитуда колебаний существенно зависят от начальной плотности поляритонов и расстройки резонанса. Видно, что могут возникнуть два последовательных бифуркационных перехода от периодического к апериодическому режиму при изменении параметров системы, а также немонотонное изменение периода. При определенном соотношении между параметрами возможна апериодическая эволюция системы, которая сводится к превращению части поляритонов накачки в поляритоны сигнальной и холостой мод. Предсказана возможность проявления эффекта квантового самозахвата.

ФЕМТОСЕКУНДНАЯ ФИЛАМЕНТАЦИЯ БЕССЕЛЬ-ГАУССОВЫХ ПУЧКОВ В УСЛОВИЯХ АНОМАЛЬНОЙ ДИСПЕРСИИ ГРУППОВОЙ СКОРОСТИ.

Докукина А.Е., Сметанина Е.О., Компанец В.О.

Московский Государственный Университет им. М.В. Ломоносова, физический факулььтет, Москва, Россия
*ИСС РАН, Троицк, Московская обл., Россия

Численно и экспериментально исследовано распространение фемтосекундного излучения при аксиконной фокусировке в плавленый кварц. Показано, что материальная дисперсия существенно влияет на формирование Бессель-Гауссового пучка. Изучено образование световых пуль и плазменных каналов при филаментации в условиях аномальной дисперсии групповой скорости.

В настоящее время филаментация фемтосекундного излучения с Бесселевым распределением амплитуды светового поля исследована в газах и конденсированных средах при нормальной дисперсии групповой скорости. Протяжённость плазменных каналов при филаментации Бессель-Гауссовых пучков значительно больше, чем при филаментации Гауссовых пучков [1,2]. Аксиконная фокусировка позволяет подавить множественную филаментацию, неизбежно возникающую при высокой мощности фемтосекундного излучения[3]. В условиях аномальной дисперсии групповой скорости при филаментации фемтосекундного излучения возникают, так называемые, световые пули, характеризующиеся высокой временной и пространственной локализацией энергии.

Пиковая интенсивность световых пуль достигает 5×10^{13} Вт/см^2, поперечный размер 10 мкм, длительность 10 фс [4,5].

Данная работа посвящена исследованию эволюции параметров излучения при аксиконной фокусировке в условиях аномальной дисперсии групповой скорости в кварце. Рассмотрено распространение фемтосекундного излучения при аксиконной фокусировке в плавленый кварц, как в линейном случае, так и в режиме филаментации, при котором формируются плазменные каналы и световые пули.

В линейном среде при стационарной фокусировке Гауссового пучка аксиконом формируется распределение интенсивности излучения I(r), которое наиболее близко к Бессель-Гауссову профилю в плоскости аксиконного фокуса Z_{max}, где центральный максимум интенсивности достигает наибольшего значения. Согласно аналитическим и численным результатам в центральном лепестке Бессель-Гауссова распределения, рассчитанного для параметров лабораторного эксперимента, максимальная интенсивность достигает (16-25) I_0, мощность – $0{,}34P_0$, где I_0, P_0 – пиковые значения интенсивности и мощности гауссового пучка. В условиях материальной дисперсии при дисперсионной длине импульса $L_{disp}<<Z_{max}$ достигаемая максимальная интенсивность в 6 раз меньше, чем при стационарной фокусировке. Эволюция пространственно-временных профилей интенсивности при формировании излучения с Бессель-Гауссовым распределением свидетельствует о распаде импульса на субимульсы и их смещении во времени вследствие материальной дисперсии.

Экспериментальные исследования фемтосекундной филаментации Гауссового пучка, сфокусированного аксиконом, выполнены на широкополосной лазерной системе ЦКП «Оптико-спектральные исследования» ИСС РАН, численные – в МГУ на основе модели медленно меняющейся волны. Длина экспериментально получаемых плазменных каналов оценивалась по визуальной регистрации плазменных каналов на фотокамеру через боковую грань образца плавленого кварца. Исследовалось излучение длительностью 50 фс, на длине волны 1800 нм, которая лежит в области аномальной дисперсии групповой скорости в плавленом кварце. Радиус гауссового пучка составлял 1 мм, угол у основания аксикона - 0.5°, энергия импульсов варьировалась в широком диапазоне.

Филаментация Бессель – Гауссового пучка возможна при пиковой мощности в центральном лепестке распределения интенсивности, превышающей критическую мощность самофокусировки. При аксиконной фокусировке коллимированного Гауссового пучка в филаменте формируется протяженная цепочка из ряда соосных плазменных каналов общей протяженностью около 3 см (Рис.1a), тогда как при фокусировке линзой (f = 50 см) общая протяженность плазменных каналов составляет всего не более 0,5 см (Рис.1 b). При фокусировке аксиконом сходящегося Гауссового пучка протяжённость отдельных очагов плазмы сокращается по сравнению с коллимированным пучком (Рис.1c), расходящегося - канал становится непрерывным (Рис.1d).

Численным моделированием получена цепочка плазменных каналов, подобно наблюдаемой в эксперименте (Рис. 2). Однако положение плазменных каналов на оси филамента отличается от каналов, зарегистрированных в эксперименте, что связано с отклонениями в параметрах численной модели.

Численно показано, что при филаментации Гауссового пучка, сфокусированного аксиконом в плавленый кварц, формирование Бесселевой структуры в распределении интенсивности сопровождается дисперсионным распадом импульса (Рис. 3 (1)-(4)), а затем сменяется образованием световой пули. Максимальная интенсивность в пуле достигается при смещении её к хвосту импульса (Рис. 3 (5)-(6)). Затем пуля на хвосте импульса затухает, а в центральном временном слое зарождается новая пуля (Рис. 3 (7)) Пиковая интенсивность световой пули в 5000 раз превышает интенсивность гауссового пучка и достигает 5×10^{13} Вт/см^2. Поперечный размер пуль составляет ~ 10 мкм, длительность ~ 10 фс.

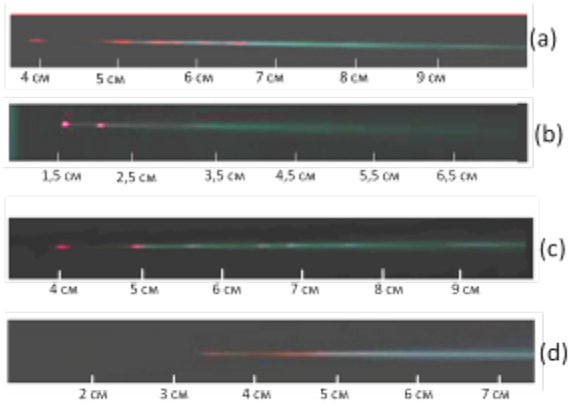


Рис.1. Фотография плазменных каналов через боковую грань образца плавленого кварца: a) фокусировка аксиконом, энергия 37 мкДж, , b) фокусировка линзой, энергия 9,5 мкДж, c) фокусировка аксиконом сходящегося пучка, энергия 22 мкДж, d) фокусировка аксиконом расходящегося пучка, энергия 72 мкДж

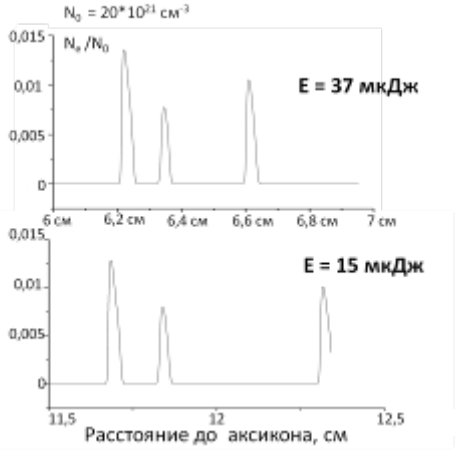


Рис.2. Распределение плазмы в филаменте, полученное численным моделированием. Верхний рисунок – энергия импульса 37 мкДж, нижний – энергия 15 мкДж. Угол аксикона, длина волны, радиус и длительность излучения такие же, как и в эксперименте

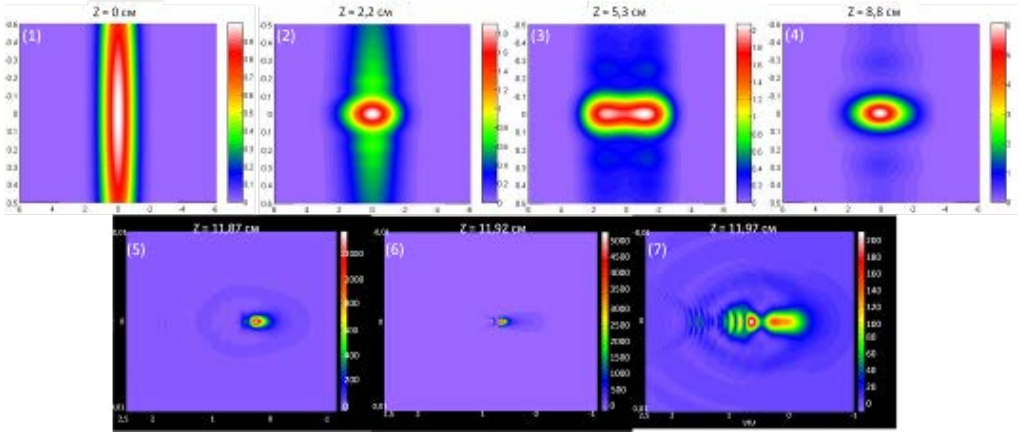


Рис.3. Эволюция пространственно-временных профилей интенсивности при распространении фемтосекундного излучения с энергией импульса 15 мкДж, сфокусированного аксиконом (результат численного моделирования). По горизонтальной оси отложено бегущее время, отнесённое к длительности входного Гауссового излучения, по вертикальной – поперечная координата r, отнесённая к радиусу входного Гауссова излучения. Справа от каждого рисунка приведена цветная шкала интенсивности, отнесённой к интенсивности входного Гауссового излучения. Координата z над каждым рисунком соответствует точке на оси z, в которой снят этот пространственно-временной профиль.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 11-02-00556а, 12-02-31690 мол_а.

1. P. Polynkin, M. Kolesik, A.Roberts, *Optics Express*, **16**, №2, pp.15733-15740, (2008).
2. S. Akturk, B. Zhou, M.l Franko, *Opt. Comun.*, **282**, pp.129-134, (2009).
3. О.Г.Косарева, Григорьевский, В.П.Кандидов, *Квантовая электроника*, **35**, №11, с.1013-1014, (2005).
4. E.O. Smetanina, A.E. Dormidonov, V.P. Kandidov, *Laser Physics*, **22**, №7, pp. 1189-1198, (2012).
5. С.В.Чекалин и др., *Квантовая электроника*, **43**, №4, с.326-331, (2013)

ДИНАМИКА РЕЛАКСАЦИОННЫХ ПРОЦЕССОВ В ФОТОРЕФРАКТИВНЫХ КРИСТАЛЛАХ $Bi_{12}TiO_{20}$ И $Bi_{12}SiO_{20}$

Корниенко Т.А., Толстик А.Л., Саечников К.А.*, Миксюк Ю.И.*

Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь
*Белорусский государственный педагогический университет им. М. Танка, Минск, Беларусь

Исследованы кинетические характеристики фоторефрактивных кристаллов при засветке наносекундными лазерными импульсами. Представлен специальный метод прямых измерений фотопроводимости и оценка времен переходов коротко- и долгоживущих ловушечных уровней.

В связи с использованием фоторефрактивных кристаллов в различных системах управления лазерным излучением, оптической обработки и хранения информации[1] самостоятельный интерес представляют исследования динамики светоиндуцированных переходов в фоторефрактивных средах и последующих релаксационных процессов. Учитывая типичные времена жизни электронов в зоне проводимости и на ловушечных уровнях для измерения кинетических характеристик целесообразно использование нано- и пикосекундных лазерных импульсов. При этом наряду с изменением электропроводности, также могут проявляться фотохромные эффекты, обусловленные заселением долгоживущих дефектных или примесных уровней[2]. Для построения целостной динамической модели переходов в фоторефрактивных кристаллах целесообразно использование обобщенной информации как о динамике фотопроводимости, так и динамике фотохромных процессов.

В качестве фоторефрактивной среды в работе использовались кристаллы семейства силленитов: кристалл титаната висмута $Bi_{12}TiO_{20}$ (*BTO*) и кристалл силиката висмута $Bi_{12}SiO_{20}$ *(BSO).* Указанные кристаллы характеризуются хорошей светочувствительностью, высокой подвижностью носителей заряда и довольно высокими электрооптическими коэффициентами по сравнению с другими фоторефрактивными средами.

Для исследования динамики фотопроводимости в фоторефрактивных кристаллах BTO и BSO была собрана схема, представленная на рис. 1. При этом фоторефрактивный образец был включен в электрическую цепь последовательно с сопротивлением нагрузки, к которым прикладывалось постоянное напряжение величиной 15 В. Кристалл засвечивался единичным лазерным импульсом, длительностью 15 нс с длиной волны 532 нм и пиковой мощностью на засвечиваемой грани образца в пределах от 10 кВт/см^2 до 50 кВт/см^2. С нагрузочного сопротивления на цифровой осциллограф фиксировались сигналы изменения напряжения от времени, которые затем были пересчитаны в

зависимости фототока и сопротивления кристалла. Типичный вид указанных характеристик приведен на рис. 2.

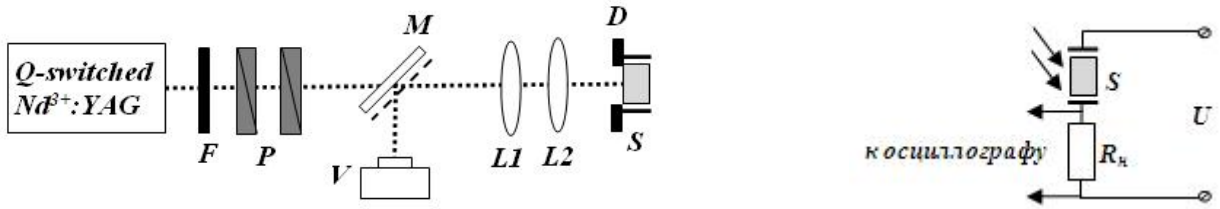
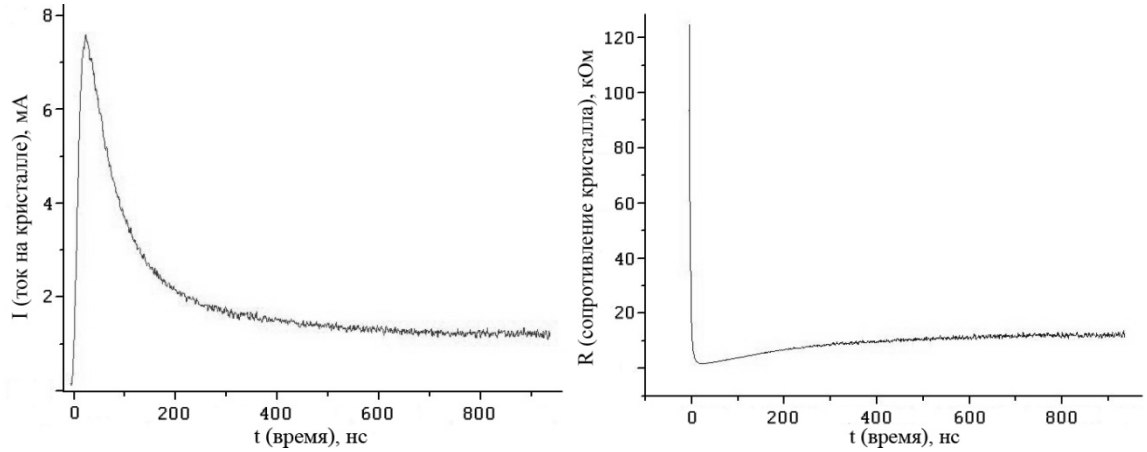


Рис. 1. Схема экспериментальной установки:
F – фильтр СЗС-16 (Т=0% для λ=1064 нм); *P* – система поляризаторов; *M* – полупрозрачное зеркало; *L1* – рассеивающая линза; *L2* – цилиндрическая линза; *D* – диафрагма; *S* – фоторефрактивный кристалл; *V* – измеритель мощности излучения



а *б*

Рис. 2. Пример изменения динамики тока в кристалле BSO (*а*) и удельного сопротивления (*б*) при засветке кристалла импульсным излучением

Как можно увидеть, отклик кристалла состоит из двух компонент, одна из которых быстрая, а другая – медленная. Данные характеристики являются результатом процессов перехода электронов при фотовозбуждении из валентной зоны в зону проводимости и последующей релаксацией на долгоживущие энергетические уровни (ловушки), расположенные в запрещенной зоне. Из численной аппроксимации экспериментальных зависимостей можно утверждать, что времена переходов на некоторые ловушечные уровни в фоторефрактивных кристаллах имеют следующие значения: для кристалла *BTO* такие величины составляют $\tau_{1\,BTO}$ = 20 нс, $\tau_{2\,BTO}$ = 0,5 мкс, для кристалла *BSO* – $\tau_{1\,BSO}$ = 120 нс, $\tau_{2\,BSO}$ = 13 мкс. Приведенные результаты практически не зависят от мощности лазерной засветки и от поляризации лазерного излучения.

Характеристику о более длительных релаксационных процессах в кристалле титаната висмута дают эксперименты по фотоиндуцированному поглощению в кристалле. Схема экспериментальной установки аналогична приведенной на рис. 1. Пиковая интенсивность в импульсе на входной грани кристалла составляла от 0,04 до 1,6 МВт/см^2. Частота следования импульсов была равна 10Гц.

В ходе эксперимента было показано, что поглощение, инициированное в кристалле лазерным излучением, может сохраняться на протяжении длительного периода времени (нескольких суток). Подтверждающие зависимости изменения коэффициента поглощения от длины волны с течением времени после воздействия лазерного излучения на длине волны 532 нм на кристалл *BTO* приведены на рис. 3 Такие результаты говорят о наличие в структуре титаната висмута ловушек с временем жизни порядка 3-4 суток.

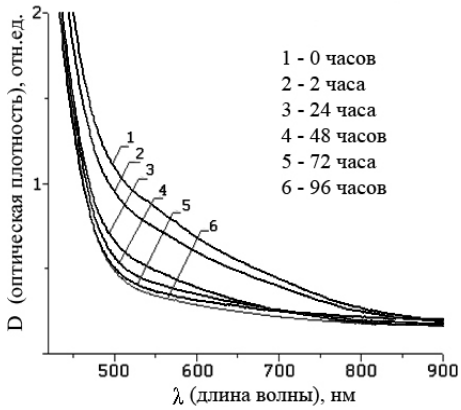
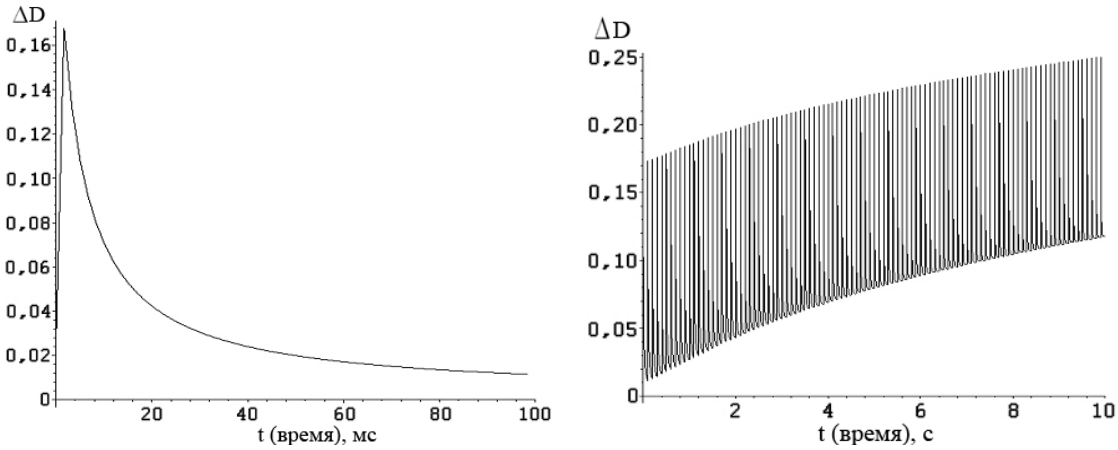


Рис. 3. Спектры оптической плотности кристалла BTO в различные моменты времени после лазерной засветки

Для обобщения и систематизации полученных экспериментальных данных в работе была предложена теоретическая модель, которая включает зону проводимости, валентную зону, а также коротко- и долгоживущие ловушечные уровни.

Результаты расчетов, проведенных в приближении прямоугольной формы наносекундных лазерных импульсов, приведены на рис. 4. Из рис. 4*а* видно, что при возбуждении одиночным лазерным импульсом сначала наблюдается увеличение коэффициента поглощения, обусловленное заселением короткоживущих ловушечных уровней, а затем происходит релаксация, связанная с переходом электронов в валентную зону и на долгоживущие ловушечные уровни. К моменту прихода следующего импульса (t = 0,1 с) величина остаточного поглощения составляет менее 10% от пиковой величины. Монотонное увеличение остаточного уровня поглощения, связанного с заселением долгоживущих ловушек, наблюдается при рассмотрении большого числа импульсов. Такая ситуация иллюстрируется на рис. 4*б* на примере ста импульсов.



а *б*

Рис. 4. Динамика оптической плотности фоторефрактивного кристалла для одного (*а*) и ста (*б*) импульсов

Таким образом, в процессе проведенной работы определены характерные времена релаксационных переходов в наиболее популярных фоторефрактивных кристаллах семейства силленитов, исследованы кинетические закономерности для фотопроводимости и фотохромных эффектов при импульсном лазерном возбуждении. Полученные результаты могут быть использованы для анализа процесса записи изображений и построения систем оптической обработки информации.

1. M.P. Georges, V.S. Scauflaire, P.C. Lemaire, *Appl. Phys. B*, **72**, pp.761-765, (2001).

2. O.V. Kobozev, S.M. Shandarov, A.A. Kamshilin, V.V. Prokofiev, *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.*, **1**, №1, pp.442-447, (1999).

КОЛЛИМАЦИЯ И ФОКУСИРОВКА ОДНОПЕРИОДНЫХ ОПТИЧЕСКИХ ВОЛН

Дроздов А.А., Пузырев Д.Н.

Национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

Показано, что при фокусировке одноперiодного волнового пакета в нелинейную оптическую среду в области утроенных временных частот характерный для плоских поперечно однородных одноперiодных волн минимум спектральной плотности излучения формируется только на низких пространственных частотах, а на высоких в этой области наблюдается максимум спектральной плотности, который с увеличением пространственной частоты может смещаться до учетверенных частот.

В настоящее время многие научные группы научились устойчиво получать предельно короткие по числу колебаний одноперiодные электромагнитные волны со спектром в терагерцовом диапазоне частот [1]. Такое излучение сегодня находит широкое применение в системах обнаружения наркотических и взрывчатых веществ, в медицине и других приложениях [2]. Важной задачей в этой области остается оптимизация оптических систем испускающих, коллимирующих и фокусирующих подобные одноперiодные электромагнитные волны. Закономерности дифракции волн, испущенных источниками одноперiодного излучения, к настоящему времени уже хорошо изучены [3]. Однако работ по целенаправленному теоретическому изучению особенностей их дальнейшей динамики после коллимирования и последующей фокусировки не было. В настоящей работе особенности коллимации и фокусировки сложной пространственно-временной полевой структуры, которая получается при дифракции в дальней зоне исходно одноперiодного параксиального волнового пакета, а также особенности самовоздействия сфокусированных пространственно-временных одноперiодных пучков в диэлектрическую среду с дисперсией и безынерционной кубической нелинейностью изучены теоретически.

Уравнение, описывающее однонаправленную динамику линейно поляризованного излучения, спектр которого находится в области прозрачности однородной изотропной диэлектрической среды с нерезонансными дисперсией и безынерционной кубической нелинейностью, может быть представлено в виде [4]

$$\frac{\partial E}{\partial z}+\frac{N_0}{c}\frac{\partial E}{\partial t}-a\frac{\partial^3 E}{\partial t^3}+b\int_{-\infty}^{t}E dt'+gE^2\frac{\partial E}{\partial t}=\frac{c}{2N_0}\Delta_\perp\int_{-\infty}^{t}E dt', \qquad (1)$$

где $E(z,x,y,t)$ - напряженность электрического поля оптической волны; z - направление, вдоль которой она распространяется; t - время; c - скорость света в вакууме; $\Delta_\perp=\partial^2/\partial x^2+\partial^2/\partial y^2$ - поперечный лапласиан; N_0, a, b - параметры, характеризующие зависимость линейного показателя преломления n_0 среды от частоты ω излучения:

$$n_0(\omega)=N_0+ac\omega^2-bc\omega^{-2}, \qquad (2)$$

параметр g характеризует безынерционную кубическую по полю нелинейность поляризационного отклика среды и связан с коэффициентом её нелинейного показателя преломления n_2 соотношением $g=2n_2/c$. Особенности коллимации и фокусировки пространственно-временной полевых структур рассматривали для линейных оптических сред ($g=0$), дисперсией которых можно пренебречь ($a,b=0$), на примере атмосферного воздуха. Самовоздействие сфокусированных одноперiодных пространственно-временных

пучков изучали для сред с нормальной групповой дисперсией ($b = 0$) и безынерционной кубической нелинейностью. В качестве модели среды брали нелинейную среду с параметрами линейной дисперсии и значением нелинейного показателя преломления, соответствующими стехиометрическому кристаллу ниобата лития, в котором экспериментально наблюдалась фазовая модуляция однопериодных терагерцовых волн [5].

Электрическое поле, испускаемое источником, рассматривали в виде однопериодной волны с гауссовым поперечным распределением вида $E(x,y,t) = E_0 \exp\left(-\frac{x^2+y^2}{\rho^2}\right)\frac{t}{\tau}\exp\left(-\frac{t^2}{\tau^2}\right)$ [3]. В дальней зоне дифракции такая волна превращается в полутораперiодную по всему волновому пакету [3]. Поставим в дальней зоне дифракции излучения на расстоянии z_0 от источника однопериодного излучения коллимирующее зеркало с фокусным расстоянием $f_{\text{кол.}} = z_0$ и функцией отражения $R(x,y) = \exp\left(-ik\left(x^2+y^2\right)/2f_{\text{кол.}}\right)$. На рис. 1 (а) иллюстрировано поле волнового пакета сразу за коллимирующим зеркалом. Видно, что при коллимации формируется «Ж-образная» полутораперiодная пространственно-временная полевая структура, центральная часть которой в ходе дальнейшей эволюции движется быстрее периферийной (рис. 1 (б-д)). Светло-серым участкам плоскостных изображений соответствуют максимальные положительные значения электрического поля, а темно-серым - максимальные отрицательные.

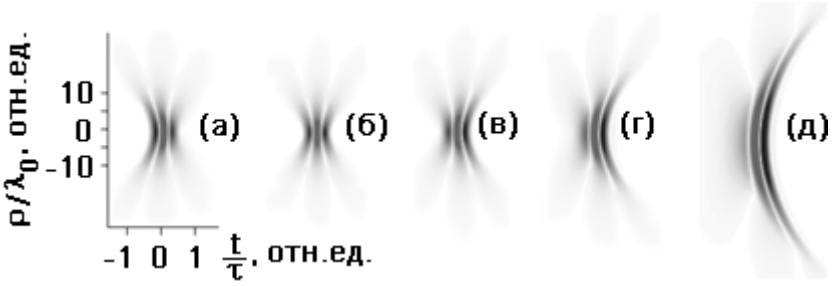


Рис. 1. Пространственно-временная структура распределения электрического поля коллимированной волны на расстоянии $z_0 = 0$ от коллимирующего зеркала (а) и её дальнейшая эволюция в линейной оптической среде (б-д) на расстояниях $f_{\text{кол.}}$ (б), $2f_{\text{кол.}}$ (в), $3f_{\text{кол.}}$ (г) и $6f_{\text{кол.}}$ (д). λ_0 - длина волны излучения, соответствующая максимуму спектра исходного волнового пакета длительностью τ, ρ - его исходный поперечный размер

На рис. 2 (а-д) представлены пространственно-временные распределения электрического поля излучения в фокусе зеркала с фокусным расстоянием $f_{\text{фок.}} = f_{\text{кол.}}$ в зависимости от пройденного коллимированным волновым пакетом расстояния от коллимирующего до фокусирующего зеркала. Видно, что при фокусировке такого коллимированного излучения с увеличением расстояния от коллимирующего до фокусирующего зеркал волновой пакет в фокусе последнего меняется от полутораперiодной волны до однопериодной и снова до полутораперiодной, максимум спектра которой на оси пучка сначала смещается в область высоких частот, а затем обратно в область низких частот.

На рис. 3 показана эволюция пространственно-временного спектра исходно сфокусированного однопериодного волнового пакета, изображенного на рис. 2 (в), в нелинейной оптической среде. Видно, что на выходе из среды в области утроенных временных частот характерный для плоских поперечно-однородных однопериодных волн минимум спектральной плотности излучения [6] формируется только на низких пространственных частотах, а на высоких в этой области наблюдается максимум

спектральной плотности, который с увеличением пространственной частоты может смещаться до учетверенных временных частот.

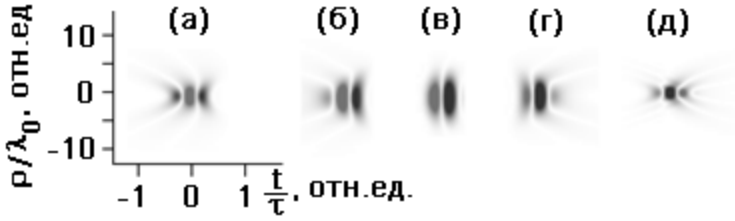


Рис. 2. Пространственно-временные структуры распределения электрического поля излучения в фокусе зеркала при фокусировке волнового пакета, полученного сразу за коллимирующим зеркалом (а), и на расстояниях $f_{\text{фок.}}$ (б), $2f_{\text{фок.}}$ (в), $3f_{\text{фок.}}$ (г) и $6f_{\text{фок.}}$ (д) от него.

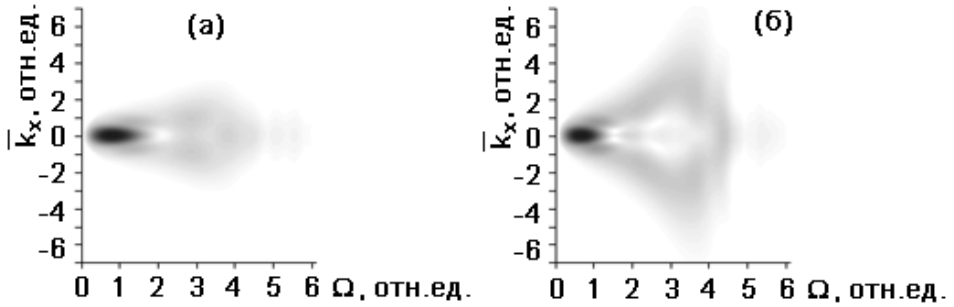


Рис. 3. Пространственно-временная эволюция распределения модуля спектра сфокусированного одноперидного волнового пакета в нелинейной диэлектрической среде, характеризуемой $n_2' I = 5.4\times10^{-2}$, при прохождении им расстояний 5 мм (а), 10 мм (б).

$\bar{k}_x$ – нормированная пространственная частота, Ω - нормированная временная частота

1. S.-W. Huang, E. Granados, W.R. Huang, K.-H. Hong, L.E. Zapata, F.X. Kärtner, *Opt. Lett.*, **38**, pp.796-798, (2013).

2. Y.S. Lee, *Corvalis: Springer Science+Business Media*, 347 p., (2009).

3. A.A. Ezerskaya, D.V. Ivanov, S.A. Kozlov, Yu.S. Kivshar, *J. Infrared Milli. Terahz. Waves*, **33**, p. 926-942, (2012).

4. С.А. Козлов, В.В. Самарцев, *М.: Физматлит*, 292 с., (2009).

5. J. Hebling, M.C. Hoffmann, K.L. Yeh, G. Toth, K.A. Nelson, *Proceedings of the 16th International Conference Ultrafast Phenomena*, **92**, pp.651-653, (2009).

6. A.A. Drozdov, S.A. Kozlov, A.A. Sukhorukov, Yu.S. Kivshar, *Phys. Rev. A.*, **86**, pp. 053822-10, (2012).

ОСОБЕННОСТИ ДИНАМИКИ ЦЕНТРА МАСС И ЭВОЛЮЦИИ ДЛИТЕЛЬНОСТИ ОДНОПЕРИОДНЫХ ИМПУЛЬСОВ В ДИСПЕРСИОННЫХ ОПТИЧЕСКИХ СРЕДАХ

Капойко Ю. А.

СПбНИУ ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Выведены аналитические выражения для скоростей движения центра тяжести и дисперсионного расплывания оптических импульсов с малым числом колебаний электромагнитного поля в диэлектрических средах. Для некоторых видов входных импульсов, включая гауссов, эти выражения сведены к элементарным функциям. Показано, что для волн из 1-3 колебаний динамика их средних параметров значимо отличается от рассчитываемой по известным соотношениям для квазимонохроматических волн.

В работе использовалась модель дисперсии показателя преломления n среды в виде ряда

$$n(\omega) = \sum_{i=-L}^{M} a_i c \omega^{2i} \quad (1)$$

которым с высокой точностью можно описывать дисперсию оптических материалов в диапазоне их прозрачности (здесь c – скорость света в вакууме). Например, соотношением (1) при a_0 = 4820 пс/м, a_1 = 4,03·10^{-6} пс^3/м, a_2 = -1,376 пс^5/м описывается дисперсия кварцевого стекла в оптическом диапазоне нормальной групповой дисперсии, а при a_{-1} = -3,94 пс$^{-1}$·м, a_0 = 4840 пс/м, a_1 = 2,74·10^{-6} пс^3/м – в оптическом и инфракрасном диапазоне для длин волн λ = 0,3–2,5 мкм. При a_0 = 16370 пс/м, a_1 = 2,25 пс^3/м, a_2 = 0,001531 пс^5/м описывается дисперсия показателя преломления стехиометрических кристаллов Mg:LiNbO3 в диапазоне 1-5 ТГц, а при a_0 = 10500 пс/м, a_1 = 1,796 пс^3/м, a_2 = 0.001584 пс^5/м описывается дисперсия показателя преломления кристаллов ZnTe в диапазоне 0,1-1,5 ТГц.

Дисперсионному соотношению (1) соответствует уравнение динамики поля E световой волны вида

$$\frac{\partial E}{\partial z} + \sum_{i=-L}^{M} (-1)^i a_i \frac{\partial^{2i+1} E}{\partial t^{2i+1}} = 0 \quad (2)$$

где z – направление распространения волны, t – время. Уравнение (2) имеет законы сохранения

$$\int_{-\infty}^{\infty} E^2(z,t)dt = const$$
$$\int_{-\infty}^{\infty} \left(\frac{\partial^i E(z,t)}{\partial t^i}\right)^2 dt = const \quad (3)$$

В работе анализировалась динамика движения центра тяжести оптического импульса, под которым понимался момент распределения поля излучения E первого порядка $\langle t\rangle = \frac{1}{W}\int_{-\infty}^{\infty} tE^2 dt$ (W – энергия импульса), и квадрат длительности импульса $\tau^2 = \langle \Delta t^2\rangle = \frac{1}{W}\int_{-\infty}^{\infty}(t-\langle t\rangle)^2 E^2 dt$.

Показано, что выражение для обратной величины к скорости движения центра тяжести импульса $V_{cm}^{-1} = \frac{d\langle t\rangle}{dz}$ с динамикой поля (2) может быть записано в виде

$$\frac{d\langle t\rangle}{dz} = \frac{2}{W}\sum_{i=-L}^{M} a_i \frac{2i+1}{2}\int_{-\infty}^{\infty}\left(\frac{\partial^i E}{\partial t^i}\right)^2 dt \quad (4)$$

а выражение для квадрата длительности приводится к виду

$$\tau^2 = \tau_0^2 + \left(\frac{d\langle t^2\rangle}{dz}\right)_0 z + Dz^2 \quad (5)$$

где $D \equiv \frac{1}{2}d^2\langle t^2\rangle/dz^2 - (d\langle t\rangle/dz)^2$ – скорость дисперсионного расплывания импульса, приводимая к виду

$$D = \sum_{i=-M}^{N}\sum_{j=-M}^{N} a_i a_j (2i+1)(2j+1)\left(\frac{1}{W}\int_{-\infty}^{\infty}\left(\frac{\partial^{i+j}E}{\partial t^{i+j}}\right)^2 dt + \frac{1}{W^2}\int_{-\infty}^{\infty}\left(\frac{\partial^i E}{\partial t^i}\frac{\partial^j E}{\partial t^j}\right)^2 dt\right) \quad (6)$$

Выражения (4) и (6) в силу законов сохранения (3) не зависят от z и t.

В работе показано, что полученные общие выражения для скоростей движения центра тяжести и дисперсионного расплывания импульса в частном случае исходно гауссова импульса $E = E_0 \exp -\frac{t^2}{t_0^2} \sin \omega_0 t$ сводятся к элементарным функциям, которые, например, для $L = 0$, $M = 2$ имеют вид

$$\frac{d\langle t \rangle}{dz} = a_0 + 3a_1\omega_0^2 \frac{N^4 + 3N^2 + 6}{N^4 + 2N^2} + 5a_2\omega_0^4 \frac{N^6 + 8N^4 + 19N^2 + 30}{N^6 + 2N^4} \quad (7)$$

$$D = \frac{36a_1^2\omega_0^4}{N^2} \frac{N^6 + {}^7/_2\, N^4 + 8N^2 + 6}{N^6 + 4N^4 + 4N^2} + \frac{240a_1a_2\omega_0^6}{N^2} \frac{N^8 + 8N^6 + {}^{47}/_2\, N^4 + 42N^2 + 30}{N^6 + 4N^4 + 4N^2} + \frac{400a_2^2\omega_0^8}{N^2} \frac{N^{10} + {}^{57}/_4\, N^8 + {}^{141}/_2\, N^6 + 178N^4 + 270N^2 + 180}{N^6 + 4N^4 + 4N^2} \quad (8)$$

где $N = \frac{\omega_0 t_0}{\pi}$ – число колебаний в импульсе.

Также в работе рассмотрен импульс гауссовой формы с косинусом $E = E_0 \exp -\frac{t^2}{t_0^2} \cos \omega_0 t$, который при уменьшении числа колебаний до $N = 1$ переходит в видеоимпульс, а также импульс с прямоугольным спектром.

Видно, что при большом числе колебаний ($N \gg 1$) выведенные выражения переходят в известные выражения для динамики средних параметров квазимонохроматических световых импульсов. При $N \sim 1$ в динамике средних параметров импульсов появляются особенности.

На примере фемтосекундного излучения ближнего ИК диапазона спектра, распространяющегося в прозрачных диэлектрических средах, показано, что скорость движения центра тяжести импульса из малого числа колебаний при уменьшении числа колебаний в нем вплоть до полутора-двух становится меньше, чем прогнозируемая для квазимонохроматического импульса, как в области нормальной, так и аномальной групповой дисперсии среды. При этом в рассмотренных средах при значениях центральной частоты импульса, лежащих в области нормальной групповой дисперсии среды, скорость дисперсионного расплывания импульса становится больше, чем рассчитанная для квазимонохроматической волны, а при значениях центральной частоты импульса в области аномальной групповой дисперсии - меньше. Показано, что эффективное значение частоты нулевой групповой дисперсии среды, которое определяется как значение, при котором групповая скорость (в данном случае - скорость центра тяжести импульса) увеличивается и при уменьшении и при увеличении центральной частоты импульса относительно данной, зависит от начальной длительности импульса. При уменьшении числа колебаний в импульсе значение частоты нулевой групповой дисперсии среды для рассмотренных материалов смещается в длинноволновую или коротковолновую (в зависимости от дисперсии материала) область тем дальше, чем меньше это число.

НЕЛИНЕЙНЫЙ ИНТЕРФЕРОМЕТР ФАБРИ-ПЕРО В ПОЛЕ ИМПУЛЬСОВ ИЗ МАЛОГО ЧИСЛА КОЛЕБАНИЙ

Буяновская Е.М., Крышковец Е.В.

Национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

Получено аналитическое выражение, описывающее закономерности пропускания интерферометром Фабри-Перо световых волн из малого числа колебаний. Показано, что в линейном случае происходит формирование последовательности субимпульсов, что соответствует модуляции в спектральной области, глубина которой зависит от расстояния между зеркалами интерферометра. В нелинейном случае согласно результатам численного моделирования происходит генерация утроенных и более высших нечетных гармоник, что обуславливается как многочисленными переотражениями, так и тем, что для импульсов со сверхширокими спектром происходит смещение максимума спектральной плотности в высокочастотную область.

Пропускание световых волн линейным и нелинейным интерферометрами Фабри-Перо (ИФП) [1] анализировалось на основе полученных ранее в [2] аналитических интегральных решений уравнений, описывающих динамику полей встречных плоских поперечно однородных линейно поляризованных световых волн из малого числа колебаний при их взаимодействии в диэлектрических средах:

$$E_+(z,t)=E_+^{(0)}(t-z)+G\left\{E_{+0}^{(1)}(t-z)-\frac{\partial}{\partial t}\left[\begin{array}{l}\left(E_+^{(0)}(t-z)\right)^3(z-z_0)+\frac{3}{2}\left(E_+^{(0)}(t-z)\right)^2\int_{t-z+2z_0}^{t+z}E_-^{(0)}(\xi)\,d\xi+\\+\frac{3}{2}\left(E_+^{(0)}(t-z)\right)\int_{t-z+2z_0}^{t+z}\left(E_-^{(0)}(\xi)\right)^2 d\xi\end{array}\right]\right\},$$

$$E_-(z,t)=E_-^{(0)}(t+z)+G\left\{E_{-0}^{(1)}(t+z)+\frac{\partial}{\partial t}\left[\begin{array}{l}\left(E_-^{(0)}(t+z)\right)^3(z-z_0)-\frac{3}{2}\left(E_-^{(0)}(t+z)\right)^2\int_{t+z-2z_0}^{t-z}E_+^{(0)}(\tau)\,d\tau-\\-\frac{3}{2}\left(E_-^{(0)}(t+z)\right)\int_{t+z-2z_0}^{t-z}\left(E_+^{(0)}(\tau)\right)^2 d\tau\end{array}\right]\right\}, \quad (1)$$

где $G=4n_2I/N_0$ (здесь n_2 – коэффициент нелинейного показателя преломления; I – интенсивность излучения), $E_{+0}^{(1)}=E_+^{(1)}(z_0,t), E_{-0}^{(1)}=E_-^{(1)}(z_0,t)$.

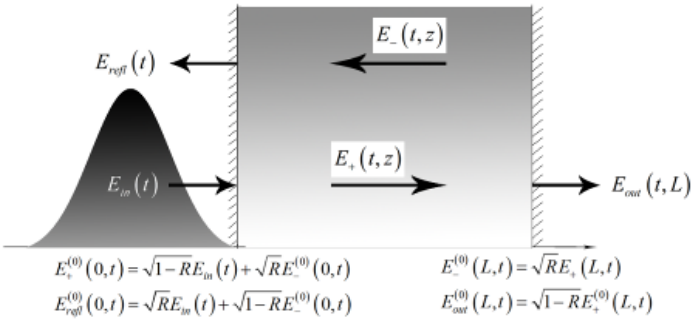


Рис. 1. Схема интерферометра Фабри-Перо. Ein – волна, падающая на интерферометр, Erefl – отраженная волна, Eout – волна на выходе, E+ и E- – волны, распространяющиеся внутри интерферометра в положительном и отрицательном направлении оси z., R – энергетический коэффициент отражения, L – толщина интерферометра.

Используя решения (1) и граничные условия, представленные на рис.1 получаем выражение для поля волны, прошедшей через нелинейный ИФП, вида:

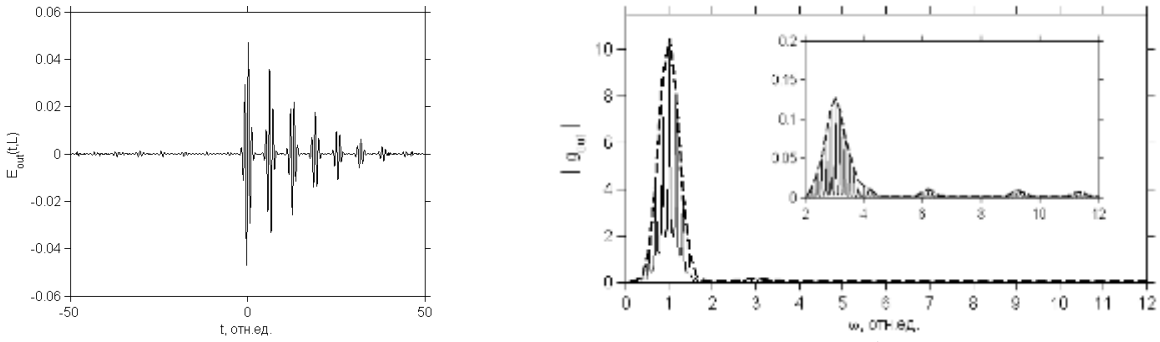
$$E_{out}(t,L)=F^{-1}\left\{\frac{(1-R)F\left\{E_{вх}(0,t)\right\}}{1-R\cdot\exp(-i\omega\cdot 2L)}\right\}+$$

$$+G\sqrt{\frac{1-R}{R}}\cdot\left[-F^{-1}\left\{\frac{\exp(-i\omega L)\sqrt{R}F\left\{s_{-}(t,L)+I_{-}(t,L)\right\}+\sqrt{R}F\left\{s_{+}(t,L)+I_{+}(t,L)\right\}}{1-R\cdot\exp(-i\omega\cdot 2L)}\right\}+\right.$$

$$\left.+s_{-}(t,L)+I_{-}(t,L)\right] \qquad (2)$$

где первое слагаемое в правой части описывает особенности пропускания волн из малого числа колебаний линейным ИФП, а второе учитывает нелинейность среды и характеризует совокупное действие эффектов самовоздействия светового импульса, распространяющегося в нелинейной диэлектрической среде – $s_{-}(t,L), s_{+}(t,L)$ и взаимодействие импульса с отраженным от зеркала излучением – $I_{+}(t,L), I_{-}(t,L)$

На рисунке 2 проиллюстрированы поле $E_{out}(t,L)$ и спектр $\left|g_{out}(\omega,L)\right|$ волны, прошедшей через нелинейный ИФП. Коэффициент при нелинейном слагаемом G здесь и далее был выбран равным 0.008, что соответствует значениям интенсивности излучения прямой волны $I=1\cdot 10^{13}\frac{Вт}{см^2}$ для, например, кварцевого стекла с параметрами $N_0=1.45$, $n_2=2.9\cdot 10^{-16}\frac{см^2}{Вт}$.



а) б)

Рис. 2 Временная (а) и спектральная (б) структура волны на выходе из НИФП. $R=0.75, L=20$.
На вставке представлено увеличенное изображение генерируемых составляющих спектра.
Пунктиром показана огибающая волны на выходе из интерферометра в спектральной области.

Из рисунка 2 видно, что в случае, если интенсивность входного излучения настолько высока, что среда внутри интерферометра проявляет нелинейные свойства, в выходном излучении генерируются новые спектральные составляющие, причем помимо традиционной третьей «гармоники» могут генерироваться ушестеренные, усемеренные и т.д. частоты. Это обуславливается как многочисленными переотражениями, так и тем, что для импульсов со сверхшироким спектром происходит смещение максимума спектральной плотности генерируемых в результате самовоздействия и взаимодействия спектральных составляющих в высокочастотную область. При этом наблюдается модуляция спектра тем больше, чем меньше расстояние между зеркалами интерферометра.

1. Жиглинский А.Г., Кучинский В.В. Реальный интерферометр Фабри-Перо. Л.: Машиностроение, 176 с. (1983).

2. Буяновская Е.М., Козлов С.А., *Оптика и спектроскопия*, **111**, №2, с. 325-332, (2011).

ГЕНЕРАЦИЯ УЗКОПОЛОСНЫХ ОДНОФОТОННЫХ ИМПУЛЬСОВ С УПРАВЛЯЕМОЙ ВРЕМЕННОЙ ФОРМОЙ В РЕЖИМЕ СПОНТАННОГО ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО РАССЕЯНИЯ

Акатьев Д.О., Калачев А.А.*,**, Калинкин А.А.*, Латыпов И.З.*, Самарцев В.В.*,**, Шкаликов А.В.***

*КФТИ КазНЦ РАН, Казань, Россия
**Казанский федеральный университет, Казань, Россия

Обсуждаются возможности сужения спектра спонтанного параметрического рассеяния (СПР) в кристаллах с периодической модуляцией нелинейности и создания эффективного источника узкополосных однофотонных импульсов, имеющих временную форму возрастающей экспоненты, на основе СПР в резонаторе без использования пассивной фильтрации.

Коррелированные пары фотонов, или бифотоны, рождающиеся в процессе спонтанного параметрического рассеяния (СПР) света в нелинейном кристалле, широко используются в современной квантовой оптике для проведении экспериментов по различным направлениям квантовой информатики, таким как телепортация, квантовые вычисления и криптография, экспериментов по квантовой литографии и квантовой метрологии, а также экспериментов, связанных с проверкой основ квантовой механики. Отличительными особенностями СПР являются широкий непрерывный спектр, не связанный непосредственно с собственными частотами вещества, и двухфотонный характер излучения. Эти особенности позволяют использовать СПР для генерации различных неклассических состояний света, в частности – однофотонных состояний, используемых в качестве носителей информации в оптических квантовых компьютерах и квантовых сетях связи [1–3]. Однако, ширина спектра СПР, как правило, составляет несколько ТГЦ. В результате создаются широкополосные однофотонные импульсы, которые пока невозможно записать и воспроизвести в устройствах квантовой памяти, основанных на взаимодействии света с атомными системами. Возникает задача сужения спектра СПР. Если сужать спектр при помощи обычной фильтрации, то получаются слишком большие потери. Более эффективным является использование СПР в резонаторе [4]. В этом случае спектр можно сузить до ширины моды резонатора, одновременно повысив спектральную яркость. В идеале нужно использовать кристалл, имеющий без резонатора такой спектр СПР, ширина которого меньше интервала между модами. Поместив такой кристалл в резонатор, можно генерировать узкополосные фотоны, не используя фильтрацию вообще. Кроме того, СПР в резонаторе предоставляет широкие возможности по управлению спектром и временной формой однофотонных импульсов [5–6]. В частности, используя непрерывную накачку, можно получать однофотонные импульсы, имеющие форму возрастающей экспоненты. Именно такие импульсы являются оптимальными с точки зрения взаимодействия их с одиночными атомами или оптически тонкими атомными ансамблями [7].

В настоящей работе анализируются возможности сужения спектра СПР в кристаллах с периодической модуляцией нелинейности и создания эффективного источника узкополосных однофотонных импульсов, имеющих временную форму возрастающей экспоненты, на основе СПР в резонаторе без использования пассивной фильтрации.

Как показано в работах [8–9], используя условия квазисинхронизма в нелинейных кристаллах (или волноводах) с периодической доменной структурой можно реализовать СПР с испусканием фотонов в противоположные стороны. При этом спектр СПР существенно сужается. Для примера рассмотрим коллинеарный режим СПР второго типа

синхронизма в кристалле PPKTP. В случае непрерывной накачки и генерации фотонов в противоположные стороны спектральная ширина СПР будет определяться по формуле $\Delta_{СПР} \approx 5.57 / DL$, $D = 1/v_i + 1/v_s$, где v_i и v_s – групповые скорости холостого и сигнального фотонов, L – длина кристалла. Рассмотрим важный практический случай, когда длина волны излучения накачки равна 532 нм (вторая гармоника неодимового лазера), а фотоны испускаются на длинах волн 810 нм (сигнальный) и 1550 нм (холостой). Используя формулы Сельмейера [10–11], получаем: $1/v_i = 1.7629/c$, $1/v_s = 1.9090/c$ и $D = 3.6719/c$, где c – скорость света в вакууме. Если длина кристалла (волновода) равна 25 мм, то спектральная ширина СПР получается равной 2.9 ГГц, что примерно в 25 раз меньше, чем спектральная ширина СПР в случае обычного коллинеарного режима (75 ГГц). С другой стороны, межмодовый интервал на длине волны 810 нм получается равным $v_s/2L$ = 502 МГц, если резонатор образован торцами образца. Таким образом, в пределах спектра СПР оказывается шесть линий резонатора. Не смотря на то, что для получения одномодовых однофотонных импульсов все ещё требуется частотная фильтрация, эффективность генерации в этом случае получается примерно в 25 раз выше, чем в случае обычного СПР. Ещё большего сужения спектра СПР или, наоборот, увеличения межмодового интервала можно добиться путём легирования нелинейного кристалла примесными ионами, имеющими резонансные частоты вблизи частот сигнального или холостого поля. Присутствие ионов влияет на групповую скорость фотонов и, таким образом, позволяет сделать межмодовый интервал больше, чем ширина спектра СПР.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (гранты № 12-02-00651 и 13-02-01090).

1. Д.Н. Клышко, *Квант. электрон.*, **4**, №5. с. 1056–1062, (1977).
2. C.K. Hong, L. Mandel, *Rhys. Rev. Lett.*, **56**, no.1, pp. 58–60, (1986).
3. S.A. Castelletto, R.E. Scholten, *Eur. Phys. J. Appl. Phys.*, **41**, pp. 181–194, (2008).
4. Y.J. Lu, Z.Y. Ou, *Phys. Rev. A*, **62**. no.3, pp. 033804(1–11), (2000).
5. A. Kalachev, *Phys. Rev. A*, **81**, pp. 043809(1–4), (2010).
6. А.А. Калачев, *Опт. и спектр.*, **109**, №1, с. 34-42, (2010).
7. A. Kalachev, S. Kröll. *Phys. Rev. A*, **74**, pp. 023814(1–10), (2006).
8. A. Christ, A. Eckstein, P.J. Mosley, C. Silberhorn, *Optics Express*, **17**, no.5, pp. 3441–3446, (2009).
9. C.-S. Chuu, S.E. Harris, *Phys. Rev. A*, **83**, pp. 061803(R)(1–4), (2011).
10. K. Kato, E. Takaoka, *Appl. Opt.*, **41**, no.24, pp. 5040–5044, (2002).
11. S. Emanueli, A. Arie, *Appl. Opt.*, **42**, no.33, pp. 6661–6665, (2003).

ВОСПРОИЗВЕДЕНИЕ ИНФОРМАЦИИ В ОТКЛИКАХ СТИМУЛИРОВАННОГО ФОТОННОГО ЭХА В ТРЕХУРОВНЕВОЙ СИСТЕМЕ ПРИ ЕЕ РАЗЛИЧНОЙ КОДИРОВКЕ

Гарнаева Г.И., Нефедьев Л.А.

Казанский (Приволжский) Федеральный университет, Казань, Россия

Рассмотрено воздействие внешних пространственно неоднородных электрических полей на воспроизведение информации в отклике стимулированного фотонного эха в трехуровневой системе при ее кодировании во временной форме объектного импульса и во временных интервалах эшелона лазерных импульсов, взятых в качестве объектного.

Информация, записываемая с помощью стимулированного фотонного эха (СФЭ) может быть закодирована во временной форме или первого, или второго возбуждающего лазерного импульса.

В этом случае временная форма сигнала СФЭ может оказаться идентичной соответствующим характеристикам объектного импульса. Этот эффект получил название эффекта корреляции временной формы фотонного эха (ФЭ) [1].

В данной работе исследовано влияние внешних пространственно неоднородных электрических полей на воспроизводимость информации в откликах СФЭ (эффект корреляции временной формы ФЭ) в трехуровневой системе.

Рассмотрим схему возбуждения стимулированного фотонного эха в трехуровневой системе по V – схеме приведенной на рисунке 1, где объектным является первый импульс.

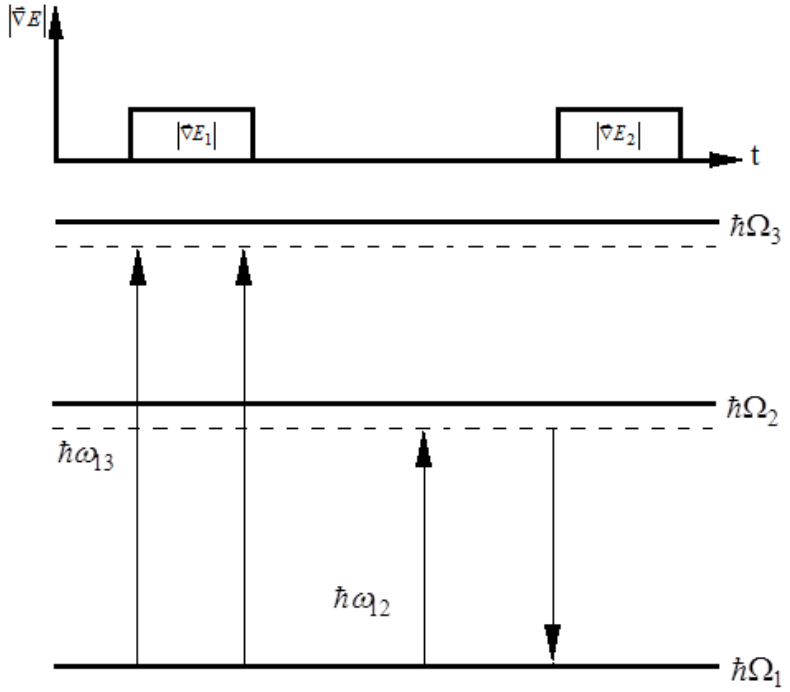


Рис. 1. Спектр возбуждения СФЭ в трехуровневой системе

В рассматриваемом случае гамильтониан системы можно представить в виде:

$$\tilde{H}_0 = \hbar\Delta_{12}\begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & \Gamma(1+m) \end{pmatrix},$$

где $\Gamma = \dfrac{\omega_{13}}{\omega_{12}}$ - параметр неэквидистантности системы, параметр m описывает неодинаковость взаимодействия оптического электрона с локальным полем в различных состояниях, $\Delta_{12} = \Omega_2 - \Omega_1 - \omega_{12}$. Матрицу плотности можно найти аналогично работе [2].

Воздействие внешних пространственно неоднородных электрических полей на резонансную систему атомов может влиять на воспроизводимость информации в откликах СФЭ. Процесс формирования откликов фотонного эха содержит два необходимых этапа: расфазирование осциллирующих дипольных моментов оптических центров и последующее их сфазирование, которое приводит к возникновению макроскопической поляризации среды и регистрируется в виде оптического когерентного отклика. Воздействие на резонансную среду на одном из этих этапов пространственно-неоднородного внешнего возмущения (например, неоднородного электрического поля) приведет к случайному сдвигу или расщеплению исходных монохромат неоднородно уширенной оптической линии. В результате дипольные моменты не будут сфазироваться

после считывающего импульса, т.е. генерация оптического когерентного отклика будет подавляться.

Следуя работам [1, 3, 4] будем считать, что воздействие неоднородных электрических полей приводит к дополнительным частотным сдвигам: $f_j\left(\Delta\tau_i,\Delta,\vec{r}_j\right)=\Delta+\varepsilon\left(\Delta\tau_i,\vec{r}_j\right)$, где $\varepsilon\left(\Delta\tau_i,\vec{r}_j\right)=C_{Ш}\left(\nabla E(\Delta\tau_i,\vec{r})\vec{r}_j\right)$, $C_ш$ – постоянная эффекта Штарка, $\Delta\tau_i$ - время воздействия неоднородного электрического поля.

В этом случае пространственно-временная структура отклика СФЭ определится выражением

$$E\approx\int_V\int_{-\infty}^{+\infty}g(\Delta_{12})d\Delta_{12}B_1\sin\theta_1\sin\theta_2\sin\theta_3\times A_1^{(1)*}A_1^{(2)}A_1^{(3)}\tilde{S}^{(1)*}(\Gamma\Delta_{12})\times$$

$$\times\tilde{S}^{(2)}(\Gamma\Delta_{12})\tilde{S}^{(3)}(\Delta_{12})\exp\left\{i\Gamma(\Delta_{12}+\varepsilon_{13})\left[(t-\tau_1-\tau_2)-\frac{(\Delta_{12}+\varepsilon_{12})\tau_1}{\Gamma(\Delta_{12}+\varepsilon_{13})}\right]\right\}dV \quad (1)$$

На рисунках 2, 3 представлены результаты численного расчета выражения (1).

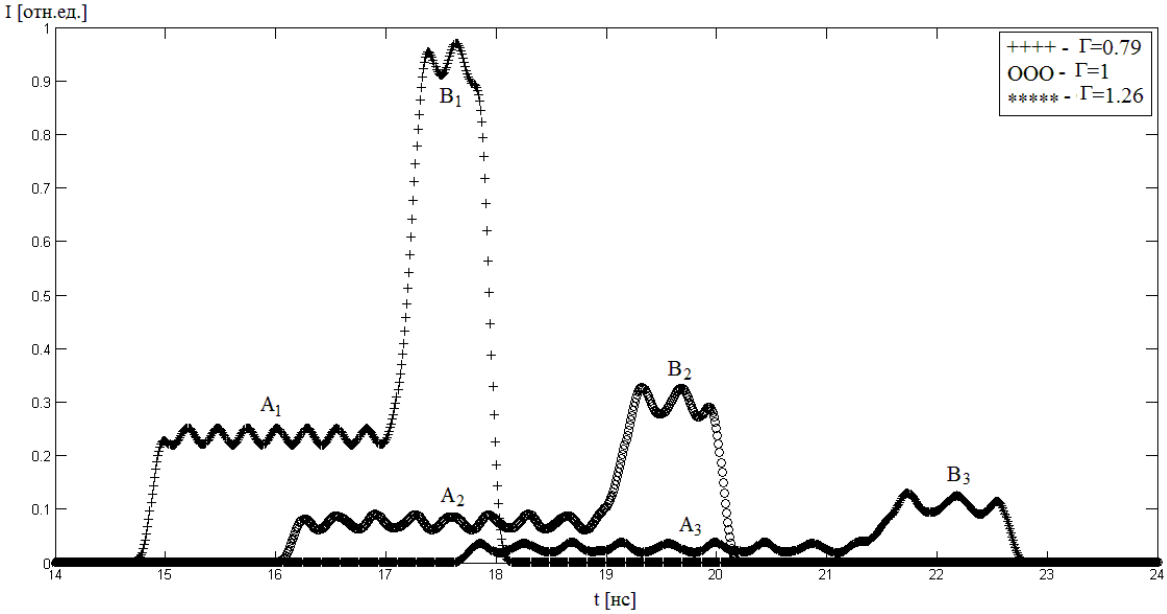


Рис. 2. Изменение шкалы реального времени в отклике стимулированного фотонного эха в обращенном режиме при кодировании информации во временной форме объектного импульса ($\left|\vec{\nabla}E_1\right|=\left|\vec{\nabla}E_2\right|=0$, для систем с разной неэквидистантностью резонансных уровней (Г), A_i, B_i – определяют кодировку информации во временной форме отклика)

Из рисунков 2 и 3 следует, что при $\Gamma\neq1$ наблюдается изменение шкалы реального времени в отклике СФЭ как при кодировке информации во временной форме объектного импульса, так и при ее кодировке во временных интервалах эшелона лазерных импульсов, взятых в качестве объектного.

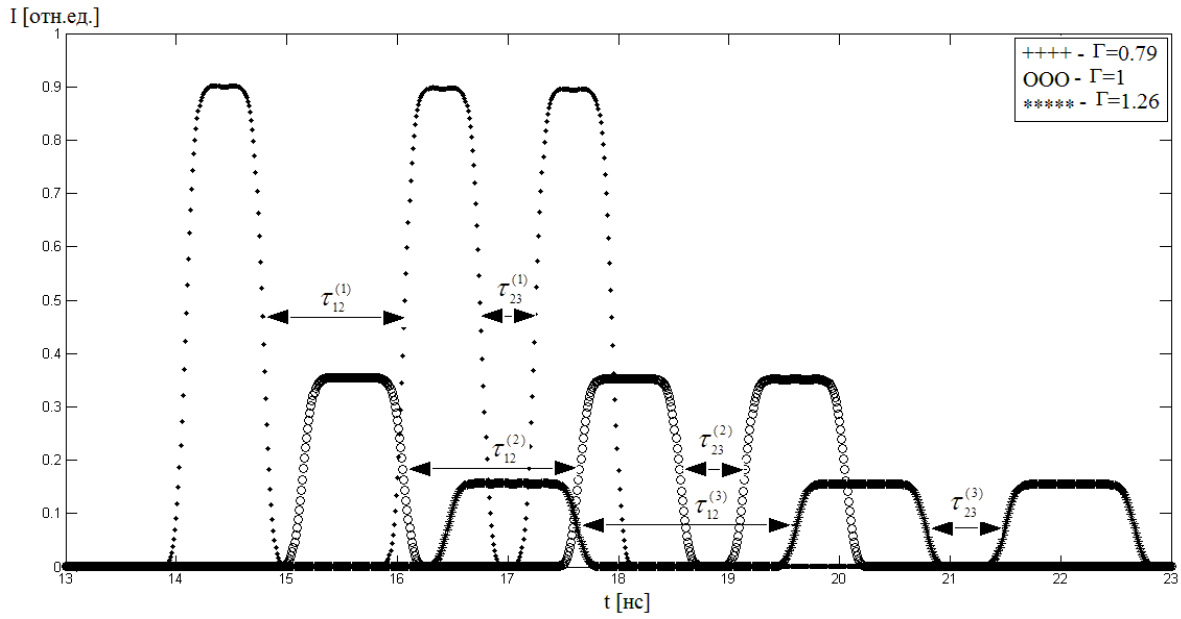


Рис. 3. Изменение шкалы реального времени в отклике стимулированного фотонного эха при кодировании информации во временных интервалах объектного импульса ($\left|\vec{\nabla}E_1\right| = \left|\vec{\nabla}E_2\right| = 0$, $\tau_{12}^{(i)}$, $\tau_{23}^{(i)}$ - временные интервалы в которых закодирована информация)

1. В.А. Зуйков, В.В. Самарцев, Р.Г. Усманов, Письма в ЖЭТФ.**32,** №4, с. 293-297, (1980).

2. Л.А. Нефедьев, Г.И. Гарнаева, Э.И. Хакимзянова, Журнал прикладной спектроскопии, **79**, №6, с. 988-991, (2012).

3. Л.А. Нефедьев, Г.И. Гарнаева (Хакимзянова), Оптика и спектроскопия, **105**, № 6, с. 1007-1012, (2008).

4. Л.А. Нефедьев, Г.И. Гарнаева (Хакимзянова), Оптика и спектроскопия, **98**, №1, с. 41-45, (2005).

ЗАПИРАНИЕ ОТКЛИКА СТИМУЛИРОВАННОГО ФОТОННОГО ЭХА В ТРЕХУРОВНЕВЫХ СИСТЕМАХ ВНЕШНИМИ ПРОСТРАНСТВЕННО НЕОДНОРОДНЫМИ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМИ ПОЛЯМИ

Нефедьев Л.А., Низамова Э.И.

Казанский (Приволжский) федеральный университет, Казань, Россия

Исследовано формирование стимулированного фотонного эхо в трехуровневых системах при наличии внешних неоднородных электрических полей. Рассмотрена возможность запирания отклика стимулированного фотонного эха.

В последнее время большой интерес привлекает формирование оптических переходных процессов типа фотонного эха в многоуровневых квантовых системах[1,2]. При этом можно воздействовать на процесс формирования фотонного эха, подвергая многоуровневую систему взаимодействию с внешними пространственно неоднородными электрическими полями. Это может приводить к эффекту запирания сигналов фотонного эха[3].

Гамильтониан трёхуровневого оптического центра в кристаллической матрице при наличии внешнего пространственно неоднородного электрического поля запишем в виде

$$H_0 = \hbar(\Delta + f_{12}(\tau,\vec{r}))P_{22} + \hbar\Gamma(\Delta + f_{13}(\tau,\vec{r}))P_{33}, \quad (1)$$

где $\Delta = \Omega_{12} - \omega$ - начальный частотный сдвиг отдельной изохроматы на переходе 1-2 , Ω_{12} - центральная частота неоднородно уширенной линии на переходе 1-2, ω - частота лазерного излучения, τ - временной интервал, на котором происходит воздействие внешнего неоднородного электрического поля, P_{ij} - проективные матрицы (имеют элемент ij равный единице, а остальные равные нулю), $\Gamma = \frac{\Omega_{13}}{\Omega_{12}}$ - параметр неэквидистантности спектра системы, Ω_{13} - центральная частота неоднородно уширенной линии на переходе 1-3, $\vec{r}$ - радиус-вектор местоположения оптического центра, $f_{ij}(\tau,\vec{r})$ - дополнительный частотный сдвиг резонансного перехода $i-j$ оптического центра, вследствие воздействия неоднородного электрического поля. В случае линейного эффекта Штарка $f_{ij}(\tau,\vec{r}) = C_S^{(ij)}\vec{\nabla}E(\Delta t_\eta,\vec{r})\vec{r}$, где $\vec{E}(\tau,\vec{r})$ - амплитуда напряженности внешнего пространственно неоднородного электрического поля на временном интервале τ , $C_S^{(ij)}$ - коэффициент линейного эффекта Штарка для перехода $i-j$.

При описании взаимодействия квантовой системы с излучением ограничимся случаем коротких лазерных импульсов, длительностью Δt гораздо меньше времён необратимых релаксаций. Таким образом, во время действия η - го импульса уравнение для матрицы плотности во вращающейся системе координат можно записать в виде:

$$\frac{\partial\tilde{\rho}}{\partial t} = -\frac{i}{\hbar}[B_\eta\tilde{\rho}], \quad (2)$$

где $B_\eta = \tilde{H}_0 + \tilde{V}^{(\eta)} - \hbar A$, $\tilde{H}_0 = e^{iAt}H_0e^{-iAt}$, $\tilde{V}^{(\eta)} = e^{iAt}V^{(\eta)}e^{-iAt}$.

Здесь $A = P_{22}\omega + P_{33}\omega\cdot\Gamma$ - матрица перехода во вращающуюся систему координат, $V^{(\eta)}$ - оператор взаимодействия с η - ым лазерным импульсом.

$$\tilde{V}^{(\eta)} = P_{12}V_{12}^{(\eta)}e^{-i\omega t} + P_{21}V_{21}^{(\eta)}e^{i\omega t} + P_{13}V_{13}^{(\eta)}e^{-i\omega\Gamma t} + P_{31}V_{31}^{(\eta)}e^{i\omega\Gamma t},$$

$$V_{ij}^{(\eta)} = -(1/2)d_{ij}\varepsilon_{ij}^{(\eta)}\exp(i\omega_{ij}t - i\vec{k}_\eta\vec{r})$$

d_{ij} - дипольный момент перехода $i-j$, $\varepsilon_{ij}^{(\eta)}$ - напряженность электрического поля фурье - компоненты η - го импульса. Решение уравнения (2) после действия η -го возбуждающего импульса в момент времени t_η имеет вид:

$$\tilde{\rho}(t-t_\eta) = e^{-i\hbar^{-1}B_\eta(t-t_\eta)}\tilde{\rho}(t_\eta)e^{i\hbar^{-1}B_\eta(t-t_\eta)}, \quad (3)$$

где окаймляющие экспоненты вычисляются методами функций от матриц[4].

Напряженность электрического поля отклика в волновой зоне, в точке наблюдения с радиусом вектором $\vec{R}$ будет:

$$\vec{E}(\vec{R},t) = \sum_j \frac{1}{c^2\left|\vec{R}-\vec{r}_j\right|}\left[\left\langle\ddot{\vec{d}}_j(t')\right\rangle\times\vec{n}\right]\times\vec{n}, \quad (4)$$

где $t' = t - \frac{\left|\vec{R}-\vec{r}\right|}{c}$, $\left\langle\vec{d}(t')\right\rangle = Sp\{\vec{d}\tilde{\rho}(t)\}$, $\vec{n} = \frac{\vec{R}}{\left|\vec{R}\right|}$

Рассмотрим формирование стимулированного фотонного эхо в трехуровневой среде при наличии внешних неоднородных электрических полей рисунок 1.

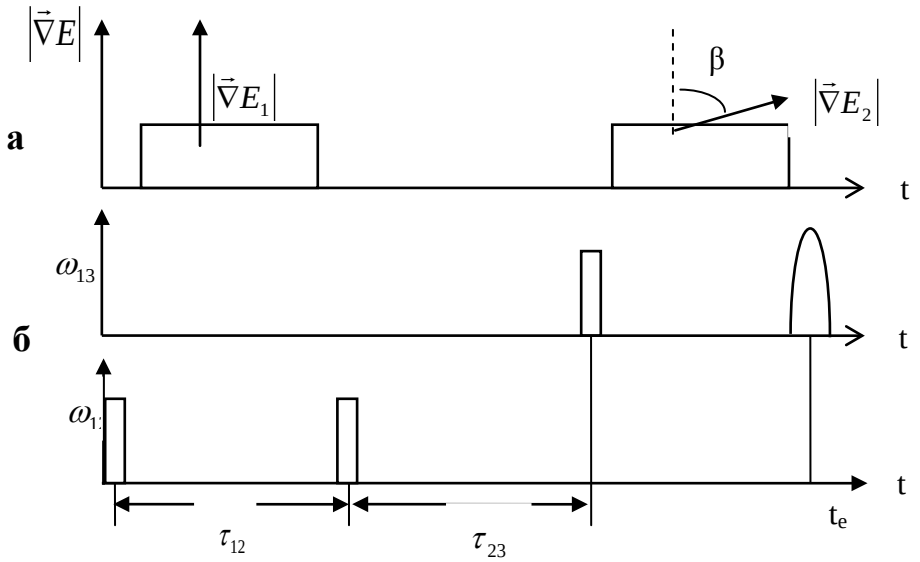


Рис.1. а) Схема воздействия двух градиентов внешнего неоднородного электрического поля на систему трехуровневых оптических центров

б) Схема подачи на среду резонансных лазерных импульсов. Интервал времени между первым и вторым импульсами $\tau_{12} \langle\langle T_2$, а интервал времени между вторым и третьим импульсами $\tau_{23} \langle\langle T_1$, где T_1, T_2 - времена продольной и поперечной релаксации, ω_{ij} - частоты излучения лазерных импульсов, резонансные соответствующим энергетическим переходам электронов оптических центров. $\left|\vec{\nabla}E\right|$ - модуль градиента внешнего электрического поля, β - угол между направлениями градиентов внешних пространственно неоднородных электрических полей, t_e – время появления отклика СФЭ

Зависимость фазовой части напряженности электрического поля отклика от угла между направлениями градиентов внешних пространственно неоднородных электрических полей в случае линейного штарк-эффекта имеет вид[4]:

$$E = \int_0^{L_z} \int_0^{L_x} \int_{-k\sigma}^{k\sigma} \left\{ \exp\left[i\left(-C_{Sëëí.}^{(12)} \cdot \left|\vec{\nabla}E_1\right| \cdot z + \Delta \right)\tau_{12} + \left(C_{Sëëí.}^{(13)} \cdot \left(z\left|\vec{\nabla}E_2\right| \cos\beta + x\left|\vec{\nabla}E_2\right| \sin\beta \right) + \Delta \right) \Gamma\left(t - \tau_{12} - \tau_{23}\right) \right] \times \right.$$

$$\left. \times \exp\left[\left(\frac{\Delta - d}{\sigma} \right)^2 \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \right] \right\} dz dx d\Delta , \qquad (5)$$

Результаты численного расчета выражения (5) приведены на рисунках 2,3. Параметр неэквидистантности спектра системы был выбран Г=1,26, что соответствует переходам $^3H_4 \rightarrow {}^3P_0$ с длиной волны 477 нм и $^3H_4 \rightarrow {}^1D_2$ с длиной волны 600 нм для ионов Pr^{3+} в матрице LaF_3 примесного кристалла $LaF_3 : Pr^{3+}$ 6, σ=5 нс$^{-1}$, $\tau_{12} = \tau_{23}$ =50 нс.

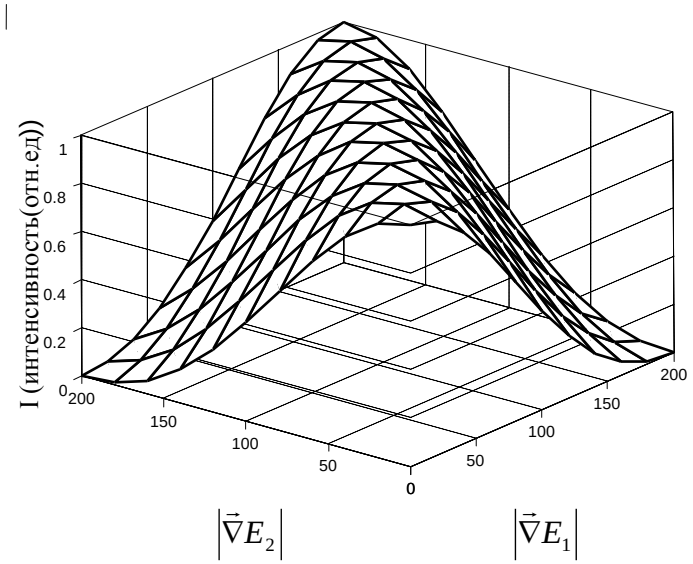


Рис.2. Зависимость интенсивности стимулированного фотонного эха от значений градиентов внешних пространственно неоднородных электрических полей. Направления градиентов совпадают. $\beta=0^0$. $C_S^{(12)} = C_S^{(13)}$=100 кГц/В·см$^{-1}$

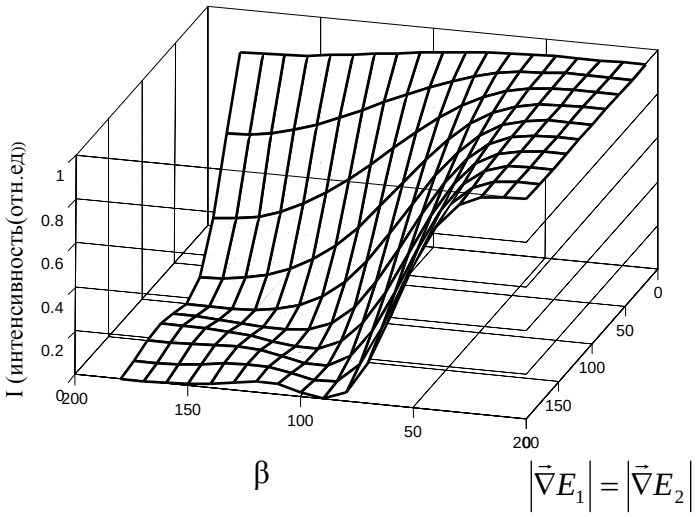


Рис.3. Зависимость интенсивности СФЭ в трехуровневой системе от угла между направлениями градиентов и величины градиентов внешних пространственно неоднородных электрических полей, $C_S^{(12)} = C_S^{(13)}$ =100 кГц/В·см$^{-1}$

Анализ рисунков 2 и 3 показывает, что при наложении внешних пространственно неоднородных электрических полей наблюдается эффект запирания отклика стимулированного фотонного эха в трехуровневой системе. Причем, «запирать» эхо можно варьируя численные значения градиентов полей и меняя взаимную ориентацию направлений градиентов.

В рассматриваемой схеме запирания информации, относительная интенсивность отклика стимулированного фотонного эха зависит от значений градиентов внешних пространственно неоднородных электрических полей и взаимной ориентации направлений градиентов. В случае, когда численные значения градиентов совпадают, наблюдаются максимальные значения интенсивности отклика эха. При значении угла 90^0 между направлениями градиентов наблюдается полное запирание отклика стимулированного фотонного эха при значении градиентов внешних электрических полей 200 В/см^2 . Однако, при малых значениях градиентов, меньших 100 В/см^2 запирания эха не происходит при любых взаимных ориентациях направлений градиентов. В

двухуровневых системах запирание сигналов эха происходило и при значениях угла β меньших 90^0 что показано в работе[3].

1. В.В. Самарцев, В.А. Зуйков, Л.А. Нефедьев. *ЖПС*, **59**, № 5-6, с. 395-424, (1993).

2. A.A. Kalachev, V.V. Samartsev Coherent phenomena in optics Kazan: Kazan State University pp. 280, (2003).

3. Л.А. Нефедьев, Г.И. Хакимзянова. *Оптика и спектроскопия*. **98**, №1 с.41-45, (2005).

4. Ф.Р. Гантмахер Теория матриц М., Наука 575 с. . (1967).

5. Л.А. Нефедьев, Э.И. Низамова, С.В. Тактаева. *Оптика и спектроскопия*, **113**, №2, с. 156-161, (2012).

6. F. Reichert, F. Moglia, D.-T. Marzahl, P. Metz, M. Fechner, N.O.Hansen, G. Huber. *Optics express*, **20** №18 pp. 20387-20395, (2012).

ЭФФЕКТ «ЗАПИРАНИЯ» СИГНАЛОВ СТИМУЛИРОВАННОГО ФОТОННОГО ЭХА ПРИ НАЛИЧИИ ИМПУЛЬСОВ ВНЕШНИХ НЕРЕЗОНАНСНЫХ СТОЯЧИХ ВОЛН

Ахмедшина Е.Н., Нефедьев Л.А., Гарнаева Г.И.

Казанский (Приволжский) Федеральный университет, Казань, Россия

Рассмотрена эффективность запирания отклика стимулированного фотонного эха при наличии внешних нерезонансных электромагнитных стоячих волн импульсы, которых задаются или между первым и вторым резонансными возбуждающими лазерными импульсами, или после третьего считывающего лазерного импульса.

Рассмотрим схему возбуждения двухуровневой системы последовательностью одного резонансного лазерного импульса и одного или двух нерезонансных лазерных импульсов, образующих стоячие волны (рис. 1).

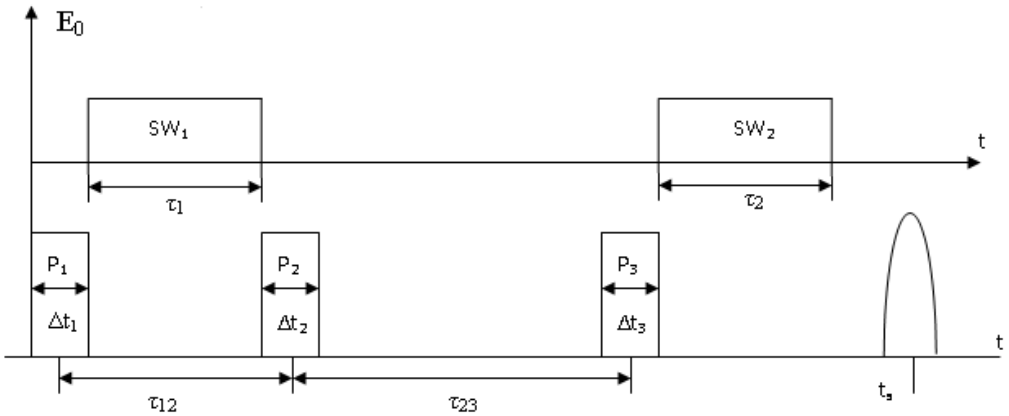


Рис. 1. Порядок возбуждающих импульсов при формировании сигналов стимулированного фотонного эха: P_1, P_2, P_3 – возбуждающие импульсы, τ_{mn} – временной интервал между m-м и n-м импульсами, SW_1, SW_2 – стоячие волны, τ_1, τ_2 – длительности нерезонансных лазерных импульсов

Для уменьшения затухания из-за обратимой релаксации T_2^* будем полагать область возбуждения неоднородно уширенной линии резонансного перехода лазерным импульсом (Р) равной kσ, где k<<1, σ – ширина неоднородно уширенной линии. Запишем уравнение для одночастичной матрицы плотности в системе координат, связанной с частицей, в виде

$$i\hbar\frac{\partial\rho}{\partial t}=[H,\rho], \qquad (1)$$

где $H=H_0+H_c+U+V$, H_0 и H_c - гамильтонианы квантовой системы и окружающей среды, U - оператор их взаимодействия, V - оператор взаимодействия квантовой системы с излучением.

В случае короткого лазерного импульса, длительностью $\Delta t \ll T_1, T_2$ (T_1 и T_2 – времена продольной и поперечной релаксации системы) уравнение для матрицы плотности во время действия резонансного импульса во вращающейся системе координат можно записать в виде

$$\frac{\partial\tilde{\rho}}{\partial t}=-\frac{i}{\hbar}[\mathrm{B},\tilde{\rho}], \qquad (2)$$

где

$\mathrm{B}=\tilde{\mathrm{H}}_0+\tilde{V}-\hbar\mathrm{A}$, $\tilde{\mathrm{H}}_0=e^{i\mathrm{A}t}\mathrm{H}_0e^{-i\mathrm{A}t}$, $\tilde{V}=e^{i\mathrm{A}t}Ve^{-i\mathrm{A}t}$,

A – матрица перехода во вращающуюся систему координат, в двухуровневом приближении $A=P_{22}\omega$, где P_{ij} - проективная матрица (её ij-ый элемент равен единице, а остальные элементы равны нулю), V - оператор взаимодействия резонансной системы с возбуждающим лазерным импульсом, H_0 - гамильтониан оптического центра с учетом воздействия внешних неоднородных электромагнитных полей.

Рассмотрим схему возбуждения (рис.1) при отсутствии поля SW_2. Напряженность электрического поля отклика, создаваемого 2-х уровневой резонансной средой в волновой зоне, имеет вид:

$$\vec{E}(\vec{R},t)\sim\left[\left[\vec{d}_{12}\times\vec{n}\right]\times\vec{n}\right]\iint\ddot{\rho}_{21}(t',\Delta,\vec{r})g(\Delta)g_1(\vec{r})d\Delta d\vec{r}, \qquad (3)$$

где g(Δ) - гауссова функция распределения частот, соответствующая ширине лазерного возбуждения неоднородно уширенной линии резонансного перехода kσ, $g_1(\vec{r})$ - функция распределения частиц по образцу, $\vec{n}$ - единичный вектор в направлении излучения.

Для фазовой части напряженности электрического поля отклика системы при однородном распределении $g_1(\vec{r})$ в этом случае из (3) будем иметь

$$E=\frac{1}{V}\int_{-\infty}^{\infty}\int_{V}\exp\{i[\tau_2 f(\tau_2,\Delta,\vec{r})-\tau_1 f(\tau_1,\Delta,\vec{r})]\}g(\Delta)dVd\Delta \qquad (4)$$

где $\Phi(\tau,\Delta,\vec{r})=\Delta+f(\tau,\vec{r})$ - полные частотные сдвиги уровней резонансных атомов, в случае воздействия стоячей электромагнитной волны $f(\tau,\vec{r})=C_D E_0^2\cos^2(\vec{k}\vec{r})$, V - объем возбуждаемой части образца, C_D – постоянная динамического эффекта Штарка, E_0 - амплитуда напряженности электрического поля нерезонансного лазерного импульса, T_2 – время необратимой поперечной релаксации системы. В большинстве случаев постоянные динамического эффекта штарка для разных атомных переходов лежат в пределах 10 Гц/(В/см)^2< C_D <1 кГц/(В/см)^2 [1].

На рисунке 2 представлен результат численного расчета выражения (4):

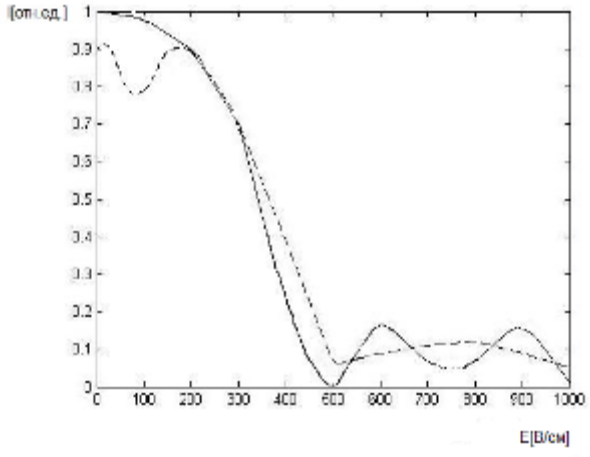


Рис. 1 ---- изменение интенсивности СФЭ при варьировании напряженности электрического поля стоячей волны ($E_2[B/см^2]$), воздействующей после третьего возбуждающего лазерного импульса; _____ изменение интенсивности СФЭ при варьировании напряженности электрического поля стоячей волны ($E_1[B/см^2]$), воздействующей после первого и второго возбуждающего лазерного импульса

Из рисунка следует, что при наложении внешней нерезонансной стоячей электромагнитной волны происходит уменьшение интенсивности отклика стимулированного фотонного эха, т.е. наблюдается эффект «запирания».

1. Бонч-Бруевич А.М., Ходовой В.А. УФН, **93**, 1 (1967).

ЭФФЕКТ «ЗАПИРАНИЯ» ИНФОРМАЦИИ В ТРЕХУРОВНЕВОЙ СИСТЕМЕ ПРИ ИСПОЛЬЗОВАНИИ СТИМУЛИРОВАННОГО ФОТОННОГО ЭХА

Хакимзянова Э.И., Нефедьев Л.А., Гарнаева Г.И.

Казанский (Приволжский) Федеральный университет, Казань, Россия

Исследован эффект «запирания» информации при ее кодировании во временной форме объектного импульса и во временных интервалах эшелона лазерных импульсов, взятых в качестве объектного, при различной неэквидистантности спектра трехуровневой системы.

В работе [1] был рассмотрен эффект запирания информации в откликах стимулированного фотонного эха (СФЭ) и его применение в системах оптической памяти, эхо процессорах и многоканальной записи информации при воздействии внешних пространственно неоднородных электрических полей на резонансную систему атомов.

В данной работе исследована эффективность запирания информации при ее различной кодировке.

Рассмотрим схему возбуждения стимулированного фотонного эха в трехуровневой системе по V – схеме приведенной на рисунке 1, где объектным является первый импульс.

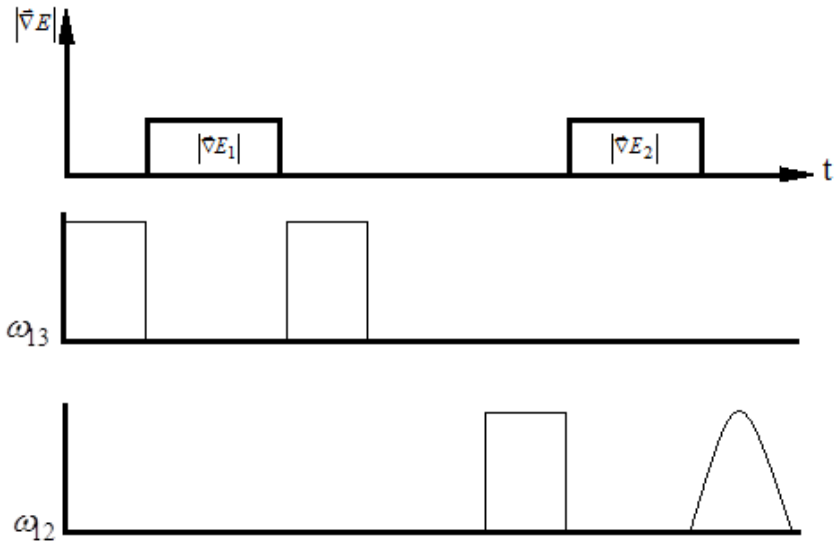


Рис. 1. Спектр возбуждения СФЭ в трехуровневой системе

В рассматриваемом случае гамильтониан системы можно представить в виде:

$$\tilde{\mathrm{H}}_0 = \hbar\Delta_{12}\begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & \Gamma(1+m) \end{pmatrix},$$

где $\Gamma = \dfrac{\omega_{13}}{\omega_{12}}$ - параметр неэквидистантности системы, параметр m описывает неодинаковость взаимодействия оптического электрона с локальным полем в различных состояниях, $\Delta_{12} = \Omega_2 - \Omega_1 - \omega_{12}$.

Матрицу плотности можно найти аналогично работе [2].

Воздействие внешних пространственно неоднородных электрических полей на резонансную систему атомов может влиять на воспроизводимость информации в откликах СФЭ. Процесс формирования откликов фотонного эха содержит два необходимых этапа: расфазирование осциллирующих дипольных моментов оптических центров и последующее их сфазирование, которое приводит к возникновению макроскопической поляризации среды и регистрируется в виде оптического когерентного отклика. Воздействие на резонансную среду на одном из этих этапов пространственно-неоднородного внешнего возмущения (например, неоднородного электрического поля) приведет к случайному сдвигу или расщеплению исходных монохромат неоднородно уширенной оптической линии. В результате дипольные моменты не будут сфазироваться после считывающего импульса, т.е. генерация оптического когерентного отклика будет подавляться.

Следуя работам [1, 3, 4] будем считать, что воздействие неоднородных электрических полей приводит к дополнительным частотным сдвигам: $f_j\left(\Delta\tau_i, \Delta, \vec{r}_j\right) = \Delta + \varepsilon\left(\Delta\tau_i, \vec{r}_j\right)$, где $\varepsilon\left(\Delta\tau_i, \vec{r}_j\right) = C_{Ш}\left(\nabla E(\Delta\tau_i, \vec{r})\vec{r}_j\right)$, $C_ш$ – постоянная эффекта Штарка.

В этом случае пространственно-временная структура отклика СФЭ определится выражением

$$E \approx \int\limits_{V}\int\limits_{-\infty}^{+\infty} g(\Delta_{12})d\Delta_{12}B_1\sin\theta_1\sin\theta_2\sin\theta_3 \times A_1^{(1)*}A_1^{(2)}A_1^{(3)}\tilde{S}^{(1)*}(\Gamma\Delta_{12}) \times$$

$$\times\tilde{S}^{(2)}(\Gamma\Delta_{12})\tilde{S}^{(3)}(\Delta_{12})\exp\left\{i\Gamma(\Delta_{12}+\varepsilon_{13})\left[(t-\tau_{12}-\tau_{23})-\frac{(\Delta_{12}+\varepsilon_{12})\tau_{12}}{\Gamma(\Delta_{12}+\varepsilon_{13})}\right]\right\}dV$$

где $\Delta\tau_{12}$ - время воздействия неоднородного электрического поля между первым и вторым возбуждающим импульсом, $\Delta\tau_{23}$ - время воздействия неоднородного электрического поля после третьего импульса.

На рисунках 2 и 3 представлена эффективность запирания информации при формировании стимулированного фотонного эха в трехуровневой системе при разной неэквидистантности спектра системы и при наложении пространственно неоднородного электрического поля после второго или третьего возбуждающих лазерных импульсов.

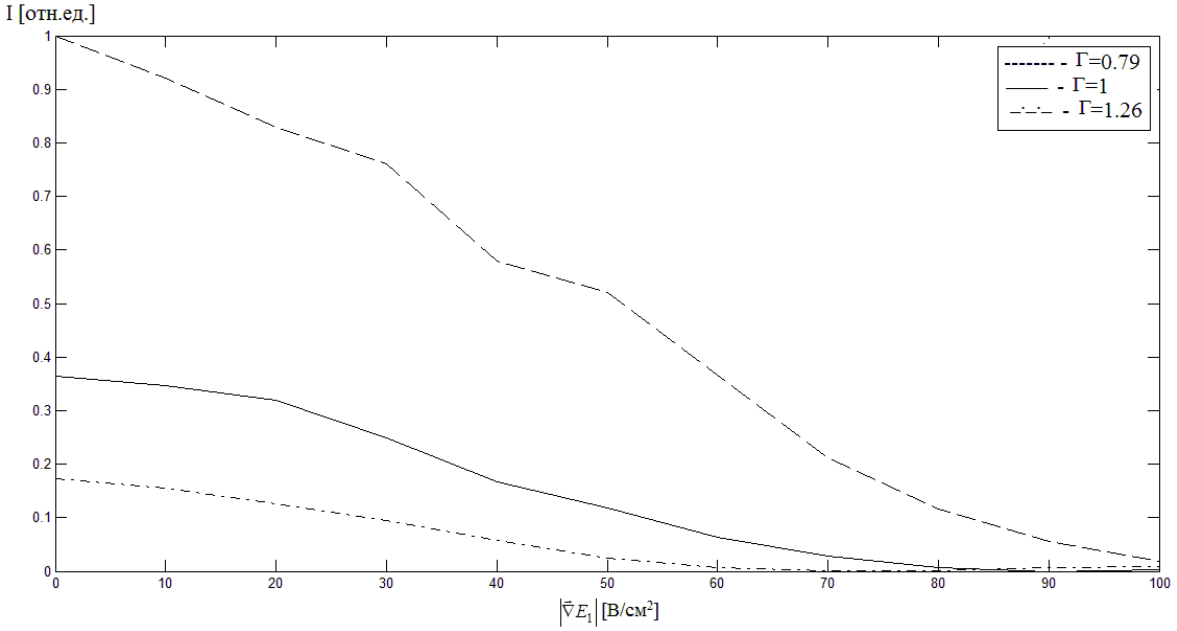


Рис. 2. Эффективность запирания информации при формировании стимулированного фотонного эха в трехуровневой системе при разной неэквидистантности спектра системы при наложении пространственно неоднородного электрического поля между первым и вторым импульсами

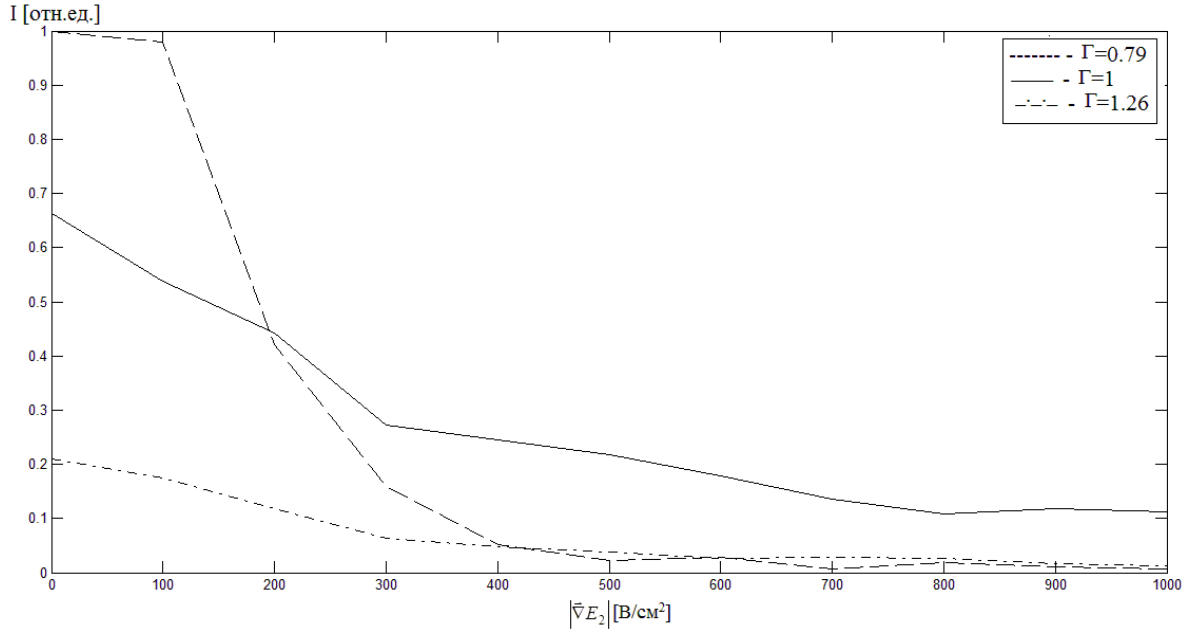


Рис. 3. Эффективность запирания информации при формировании стимулированного фотонного эха в трехуровневой системе при разной неэквидистантности спектра системы при наложении пространственно неоднородного электрического поля после третьего импульса

Запирание информации в отклике СФЭ в трехуровневой системе при разной неэквидистантности спектра системы происходит при наложении пространственно неоднородного электрического поля между первым и вторым импульсами в пределах 60-

100 В/см^2, а при наложении пространственно неоднородного электрического поля после третьего импульса в пределах 300-1000 В/см^2 (постоянная линейного эффекта Штарка ($C_Ш$=100 Кгц/(В/см)^2)).

1. Л.А. Нефедьев, Г.И. Гарнаева, Р.Г. Усманов, Оптический журнал, **77**, № 2, с. 27-29, (2010).

2. Л.А. Нефедьев, Г.И. Гарнаева, Э.И. Хакимзянова, Журнал прикладной спектроскопии, **79**, №6, с. 988-991, (2012).

3. Л.А. Нефедьев, Г.И. Гарнаева (Хакимзянова), Оптика и спектроскопия, **105**, № 6, с. 1007-1012, (2008).

4. Л.А. Нефедьев, Г.И. Гарнаева (Хакимзянова), Оптика и спектроскопия, **98**, №1, с. 41-45, (2005).

УПРАВЛЕНИЕ ДИФРАКЦИОННЫМИ ХАРАКТЕРИСТИКАМИ ФОТОННЫХ ФПМ-ЖК-СТРУКТУР ПРОСТРАНСТВЕННО НЕОДНОРОДНЫМ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ПОЛЕМ

А.О. Семкин, С.Н. Шарангович

Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники

В работе развита аналитическая модель дифракции световых пучков на голографических фотонных ФПМ-ЖК структурах при воздействии пространственно неоднородного управляющего электрического поля. Предложен дополнительный способ управления дифракционными характеристиками указанных структур.

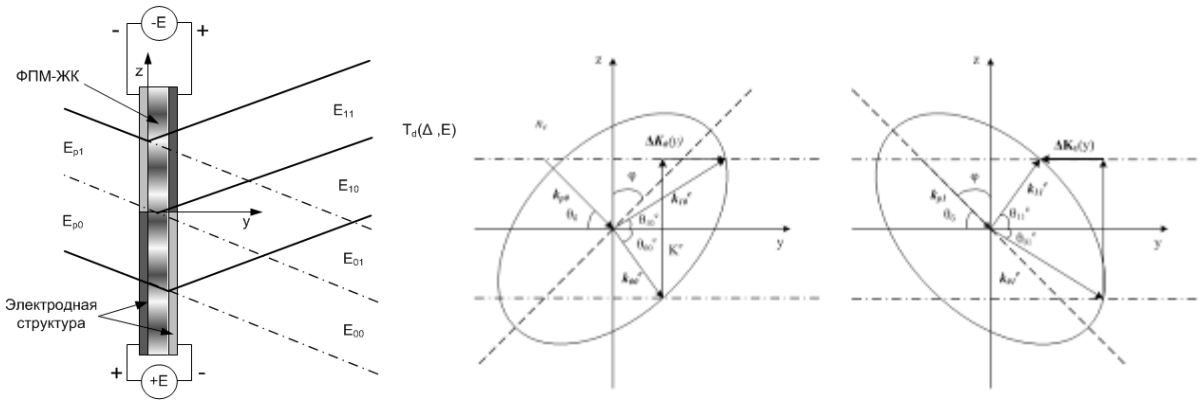
Возможность управления потоком оптического излучения без электрооптических преобразований в современных системах связи в настоящее время представляет большой интерес. Известно большое количество физических явлений, на основе которых возможна реализация подобных устройств. Одним из наиболее перспективных из них является дифракция световых пучков на управляемых голографических фотонных структурах (ГФС), сформированных в композиционных фотополимерных материалах с жидкокристаллической компонентой (ФПМ-ЖК). Методы управления дифракционными характеристиками ГФС в ФПМ-ЖК с разной концентрацией молекул жидкого кристалла (ЖК) приведены в работах[1-3]. Кроме этого, в работах[2,3] аналитически обоснована сложная амплитудно-фазовая зависимость дифракционных характеристик от величины пространственно однородного управляющего поля для материалов с высокой концентрацией ЖК (> 90% объема).

Целью данной работы является исследование влияния пространственно неоднородного электрического поля на дифракционные характеристики фотонных структур, сформированных в ФПМ-ЖК с высокой концентрацией ЖК.

Неоднородность оптических свойств ГФС в ФПМ-ЖК имеет периодический и плавный характер. При этом плавная оптическая неоднородность обусловлена электрооптическими ориентационными эффектами в ЖК и проявляется только во внешнем электрическом поле. Изменение оптических свойств образцов ФПМ-ЖК с высокой (> 90% объема) концентрацией молекул жидкого кристалла описывается моделью Фредерикса[2-4].

Будем рассматривать двумерную дифракцию Брэгга необыкновенных волн на фотонной структуре в образце ФПМ-ЖК, без учета самовоздействия световых пучков. Знакопеременное управляющее электрическое поле формируется неоднородной

топологией электродной структуры на поверхности образца (рис. 1а). Изменение полярности управляющего напряжения приводит к повороту директора жидкого кристалла в противоположную сторону. Геометрия и локальные векторные диаграммы дифракции световых пучков приведены на рис. 1б,1в.



а) б) в)

Рис. 1. Геометрия (а) и локальные векторные диаграммы дифракции необыкновенных волн при воздействии электрических полей противоположной полярности (б,в)

На рис.1 $E_p(\boldsymbol{r})$ – падающий пучок; для простоты анализа разделим его на два $E_{p0}(\boldsymbol{r})$ и $E_{p1}(\boldsymbol{r})$, дифрагирующие на областях воздействия электрических полей разной полярности; соответствующие им $E_{00}(\boldsymbol{r})$ и $E_{01}(\boldsymbol{r})$ – прошедшие и $E_{10}(\boldsymbol{r})$ и $E_{11}(\boldsymbol{r})$ – дифрагировавшие в первый порядок пучки; $T_d(\Delta, E)$ – результирующая передаточная функция для пучка первого порядка дифракции, которая будет определена ниже; параметры $+E$ и $-E$ обозначают поля противоположной полярности; $\boldsymbol{r}$ – радиус-вектор; $\boldsymbol{k}_{p0,p1}$ – волновые векторы падающих пучков; $\boldsymbol{k}^e_{i,j}(\boldsymbol{r}, E) = (\omega / c) n^e_{i,j} \boldsymbol{N}^e_{i,j}$ – волновые векторы дифрагирующих пучков; i = 0,1 – порядок дифракции; j – номер пучка согласно рис. 1а; $n^e_{i,j}$ – показатели преломления, $\boldsymbol{N}^e_{i,j}$ –волновые нормали; e соответствует необыкновенной волне; $\boldsymbol{K}$ –вектор решетки; $\Delta \boldsymbol{K}_j(\boldsymbol{r}, E)$ – векторы локальной фазовой расстройки, φ – угол поворота оси директора ЖК

Амплитудные профили $E_{i,j}(\boldsymbol{r})$ будем искать решением системы уравнений связанных волн (УСВ)[2]:

$$\boldsymbol{N}^e_{r0,j} \cdot \nabla E^e_{0,j}(\boldsymbol{r}) = -iC^e_{1,j}(\boldsymbol{r}) E^e_{1,j}(\boldsymbol{r}) n^1(\boldsymbol{r}) \exp(+i\Theta_j(\boldsymbol{r})), \quad (1)$$

$$\boldsymbol{N}^e_{r1,j} \cdot \nabla E^e_{1,j}(\boldsymbol{r}) = -iC^e_{0,j}(\boldsymbol{r}) E^e_{0,j}(\boldsymbol{r}) n^1(\boldsymbol{r}) \exp(-i\Theta_j(\boldsymbol{r})), \quad (2)$$

где $C^e_{0,j}(\bar{r}) = \frac{1}{4} \frac{\omega}{c_c n^e_{0,j}} \boldsymbol{e}^e_{1,j}(\boldsymbol{r}) \cdot \Delta\hat{\varepsilon} \cdot \boldsymbol{e}^e_{0,j}(\boldsymbol{r})$ – локальные амплитудные коэффициенты связи; $\boldsymbol{e}^e_{i,j}(\boldsymbol{r})$ – векторы поляризации; $\Delta\hat{\varepsilon}$ – возмущение диэлектрической проницаемости образца, обусловленное формированием фотополимерной и жидкокристаллической решеток; $n^1(\boldsymbol{r})$ – нормированный амплитудный профиль показателя преломления дифракционной решетки; $\boldsymbol{N}^e_{r0,1}$ – групповые нормали; c_c – скорость света; $\Theta_j(\boldsymbol{r})$ – параметр интегральной фазовой расстройки:

$$\Theta_j(y, E) = \int_0^y \Delta K_j(y', E) dy', \quad (3)$$

где $\Delta K_j(y, E)$ – модуль вектора фазовой расстройки, характеризующей изменение геометрии дифракции (рис. 1б,1в) под действием электрического поля:

$$\Delta K_i(\boldsymbol{r}, E) = k\left[n^e_{0i}(\boldsymbol{r}, E)(\boldsymbol{N}^e_{0i} \cdot \boldsymbol{y}_0) - n^e_{1i}(\boldsymbol{r}, E)(\boldsymbol{N}^e_{1i} \cdot \boldsymbol{y}_0)\right] + \boldsymbol{K} \cdot \boldsymbol{y}_0. \quad (4)$$

Входящие в (4) зависимости $\boldsymbol{N}_{i,j}^{e}(\boldsymbol{r},E)$ находятся из уравнений эйконала. Показатели преломления $n_{i,j}^{e}(\boldsymbol{r},E)$ определяются следующими выражениями:

$$n_{i,0}^{e} = n_o n_e \left[n_e^2 \cdot \sin^2(\varphi(\boldsymbol{r},E) \pm \theta_{i,0}^{e}) + n_o^2 \cdot \cos^2(\varphi(\boldsymbol{r},E) \pm \theta_{i,0}^{e}) \right]^{-1/2}, \quad (5)$$

$$n_{i,1}^{e} = n_o n_e \left[n_e^2 \cdot \sin^2(\pi - \varphi(r,E) \pm \theta_{i,1}^{e}) + n_o^2 \cdot \cos^2(\pi - \varphi(r,E) \pm \theta_{i,1}^{e}) \right]^{-1/2}, \quad (6)$$

где $\theta_{i,j}^{e}$ – углы падения и дифракции необыкновенных волн (рис. 1а), а зависимость $\varphi(\boldsymbol{r},E)$ определяется из уравнения Фредерикса[4]:

$$\frac{1}{\xi_E(E)}\left(\frac{d}{2} + y\right) = \int_0^{\varphi} \left(\sin^2 \varphi_m(\boldsymbol{r},E) - \sin^2 \varphi\right)^{-1/2} d\varphi, \quad (7)$$

где $\xi_E(E)$ – оптическая когерентная длина, d – толщина образца, φ_m – максимальный угол поворота директора ЖК.

Используя решение УСВ (1),(2) в оптически неоднородной среде в приближении заданного поля[2], представим распределение амплитуды дифракционного светового поля по угловому спектру (УС) плоских волн :

$$E_d(\theta,E) = E_{p0}(\theta) T_{d,0}(\Delta,E) + E_{p1}(\theta) T_{d,1}(\Delta,E), \quad (8)$$

где введены парциальные передаточные функции (ПФ) ГФС

$$T_{d,j}(\Delta,E) = \frac{1}{d} \cdot \int_0^d C(y,E) \cdot \exp\left[i \cdot \left(\Delta \frac{y}{d} + \Theta_j(y,E) \right) \right] dy, \quad (9)$$

$E_{pj}(\theta)$ – УС падающего светового поля; $C(y,E)$ – амплитудный коэффициент связи[2]; $\Delta(\delta\theta)$ – относительная фазовая расстройка, $\delta\theta = \theta - \theta_б$ – отклонение от угла Брэгга $\theta_б$, угол θ здесь характеризует направление плосковолновых компонент УС $E_{d,j}(\theta,E)$ относительно волновых нормалей $\boldsymbol{N}_{d,j}$ световых пучков.

Полагая $E_{p0}(\theta) = E_{p1}(\theta)$, введем результирующую ПФ:

$$T_d(\Delta,E) = T_{d0}(\Delta,E) + T_{d1}(\Delta,E). \quad (10)$$

Результаты численного моделирования модулей ПФ по выражениям (9)-(10) приведены на рис. 2.

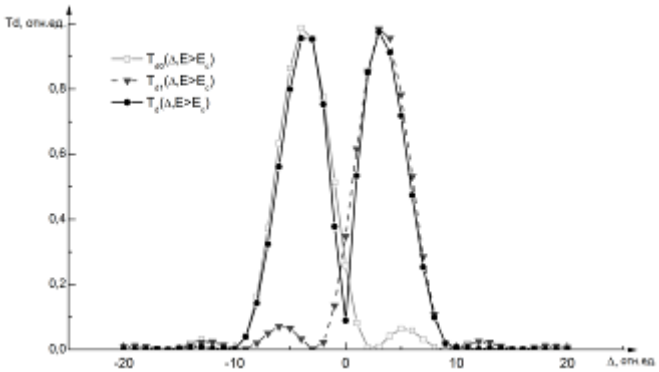


Рис. 2. Результаты численного моделирования модулей ПФ

Как видно из рис. 2, при воздействии на структуру знакопеременного электрического поля, интенсивность слабо расходящегося светового пучка, падающего на область смены полярности управляющего поля (область нулевой относительной расстройки рис. 2), ниже, чем при воздействии на образец однородного управляющего поля. Это явление обусловлено учетом фаз ПФ в сумме (10) и позволяет говорить о повышении эффективности управления дифракционными характеристиками ГФС в ФПМ-ЖК за счет уменьшения требуемой напряженности электрического поля.

Таким образом, полученная математическая модель описывает дифракцию световых пучков на голографических фотонных ФПМ-ЖК-структурах при воздействии на них

пространственно неоднородного управляющего поля. Показан дополнительный метод управления дифракционными характеристиками ГФС в ФПМ-ЖК при падении слабо расходящихся световых пучков на область смены полярности управляющего поля.

1. Б.Ф. Ноздреватых, С.В. Устюжанин, С.Н. Шарангович, *Доклады ТУСУРа,* **1(21)**, часть 2, С. 109, (2010).

2 Б.Ф. Ноздреватых, С.В. Устюжанин, С.Н. Шарангович, *Доклады ТУСУРа*, **2(16)**, С. 192, (2007).

3 Б.Ф. Ноздреватых, С.В. Устюжанин и др., *Электронные средства и системы управления*, **Ч.1.**, С. 241-244, (2007).

4 А.С. Сонин, *Введение в физику жидких кристаллов,* М.: Наука, (1983).

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ СФЕРИЧЕСКИХ АБЕРРАЦИЙ НА ФИЛАМЕНТАЦИЮ ФЕМТОСЕКУНДНЫХ ИМПУЛЬСОВ

А.А. Ионин*, Н.Г. Ирошников,***, А.В. Ларичев**,***, Д.В. Мокроусова*,****, Л.В. Селезнев*, Д.В. Синицин*, Е.С. Сунчугашева*,******

*Физический институт Российской академии наук им П.Н. Лебедева, Москва, Россия

**Московский Государственный Университет, Москва, Россия

***ИПЛИТ РАН, Шатура, Россия

****Московский физико-технический институт, Долгопрудный, Россия

В данной работе экспериментально исследовано влияние сферических аберраций на филаментацию ультрафиолетового фемтосекундного излучения в воздухе. Фазовая модуляция волнового фронта вносилась посредством адаптивного зеркала. Показано, что увеличение амплитуды деформации зеркала приводит к удлинению филамента.

Распространение ультракоротких лазерных импульсов с пиковыми мощностями, превышающими критическую мощность самофокусировки, сопровождается локализацией энергии и приводит к образовании филаментов [1-2]. Явление филаментации может быть использовано во множестве приложений, например, для зондирования атмосферы образующимся суперконтинуумом или получения терагерцового излучения [1], а также для поджига и управления электрическим разрядом [3]. Внесение в излучение фазовых аберраций является одним из способов изменения длины филаментации, важного параметра для управления разрядами.

В данной работе исследовалось влияние сферических аберраций на длину образующегося филамента. Для этого излучение третьей гармоники Титан-Сапфировой лазерной системы с длиной волны 248 нм, длительностью импульса 100 фс, диаметром пучка 4мм и энергией 200 мкДж, расширялось до 50 мм и коллимировалось для лучшего заполнения поверхности адаптивного зеркала. Отраженное от адаптивного зеркала, излучение направлялось на кварцевый клин, после чего ослабленная часть излучения попадала в датчик волнового фронта. При помощи образующейся петли обратной связи, волновой фронт пучка исправлялся до плоского. Впоследствии, при помощи адаптивного зеркала осуществлялась фазовая модуляция волнового фронта и вносились сферические аберрации различной амплитуды. Прошедшая через клин часть излучения фокусировалась линзой с фокусным расстоянием 1м. Поперечный профиль пучка при помощи ПЗС-матрицы визуализировался в различных положениях вдоль распространения излучения.

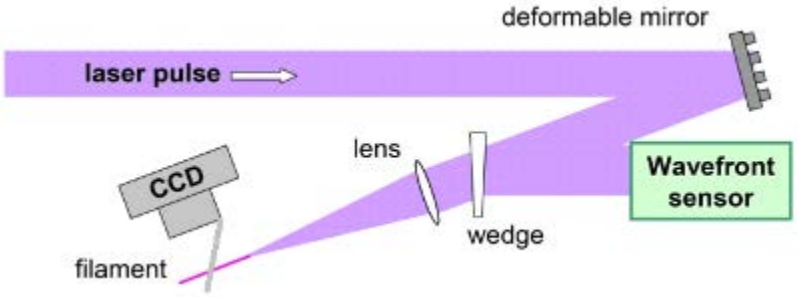


Рис. 1. Принципиальная схема установки

Характерный вид получаемых изображений (поперечный профиль пучка в геометрическом фокусе) представлен на рис. 2 а, б.

а) б)

Рис. 2. Характерное поперечное сечение пучка для напряжения на электродах: а)+230В , б)-230В

Анализ результатов эксперимента показал смещение нелинейного фокуса и изменение длины филамента в зависимости от амплитуды деформации зеркала, которая задавалась напряжениями на пьезокрамических электродах (Рис.3).

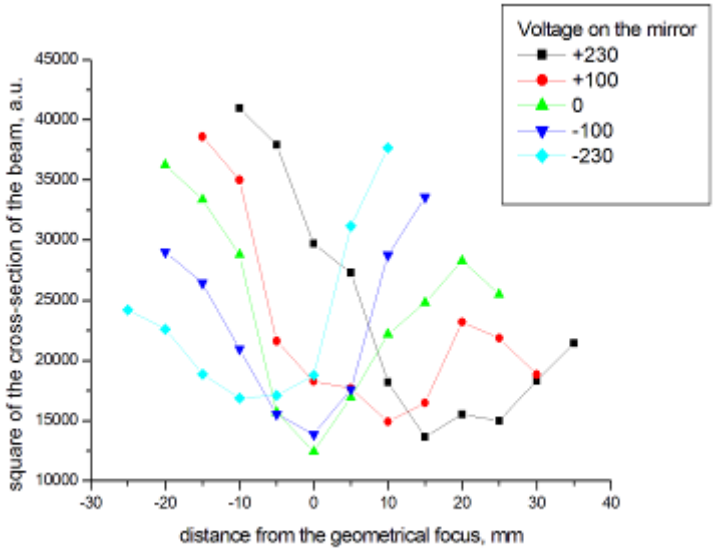


Рис. 3. Зависимость площади поперечного сечения пучка от расстояния от геометрического фокуса линзы для различных деформаций адаптивного зеркала

Таким образом, было экспериментально исследовано влияние контролируемых искажений волнового фронта фемтосекундного импульса на процесс филаментации в воздухе. Показано, что при увеличении сферический аберраций излучения, длина филамента увеличивается, а его начало (нелинейный фокус) изменяет свое положение в зависимости от знака аберраций, поскольку введение сферической аберрации вносило также дополнительную фокусировку (дефокусировку).

1. A. Couairon and A. Mysyrowicz, “Femtosecond filamentation in transparent media”, *Phys. Rep.* **441**, 47 (2007).
2. L. Bergé, S. Skupin, R. Nuter, J. Kasparian, J.-P. Wolf: Rep. Progr. Phys. **70**, 1633 (2007)
3. V.D. Zvorykin, A.A. Ionin, A.O. Levchenko, G.A. Mesyats, L.V. Seleznev, D.V. Sinitsyn, I.V. Smetanin, E.S. Sunchugasheva, N.N. Ustinovskii, A.V. Shutov: *Quant. Electron*. **43**, 332 (2013)

ВЛИЯНИЕ ШИРИНЫ СПЕКТРА НА СПЕКЛ-СТРУКТУРУ СТЕПЕНИ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ КОГЕРЕНТНОСТИ ДИСПЕРГИРОВАННЫХ ЛАЗЕРНЫХ ПУЧКОВ

Бушмелева А.Н., Вохник О.М.

Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова, Москва, Россия

Выполнен численный расчет степени пространственной когерентности диспергированных лазерных пучков с широким спектром. Выявлены закономерности изменения спекл-структуры степени когерентности по мере распространения пучка. Показано, что изменение спекл-структуры происходит тем быстрее, чем шире спектр.

Для осуществления эффективного когерентного взаимодействия пересекающихся пространственно-неоднородных световых пучков с широким спектром слои когерентности одного пучка должны быть параллельны слоям когерентности другого. Для выполнения этого требования при реализации нелинейного взаимодействия могут быть использованы диспергированные световые пучки, в которых слои когерентности не перпендикулярны осям пучков[1].

Такие пучки могут быть сформированы при прохождении пространственно-неоднородного широкополосного излучения через тонкую дифракционную решетку, работающую в одном порядке дифракции. Дифракционная решетка преобразует распространяющуюся в направлении оси z плоскую волну E_0 с волновым вектором $\vec{k}(\omega,\vec{\alpha}_0)$ ($\vec{\alpha}_0$ - перпендикулярная к z составляющая волнового вектора $\vec{k}(\omega,\vec{\alpha}_0)$) в плоскую волну E с волновым вектором $\vec{k}(\omega,\vec{\alpha})$, где $\vec{\alpha}=\vec{\alpha}_0+\vec{a}$, вектор $\vec{a}$ перпендикулярен к оси z и направлению штрихов решетки. Поле диспергированного пучка E, как и исходное поле E_0, имеет плоские слои когерентности, перпендикулярные к оси z. При этом нормаль к слоям когерентности оказывается наклонена к осевому направлению пучка на угол χ, равный углу отклонения решетки для средней частоты спектра пучка $\bar{\omega}$.

Комплексная степень пространственной когерентности поля E в точках $\vec{r}_1$ и $\vec{r}_2$, как известно[2], имеет вид

$$\gamma(\vec{r}_1,\vec{r}_2)=\overline{E(\vec{r}_1,t)E(\vec{r}_2,t)}\Big/\sqrt{\overline{|E(\vec{r}_1,t)|^2}\,\overline{|E(\vec{r}_2,t)|^2}}\,. \qquad (1)$$

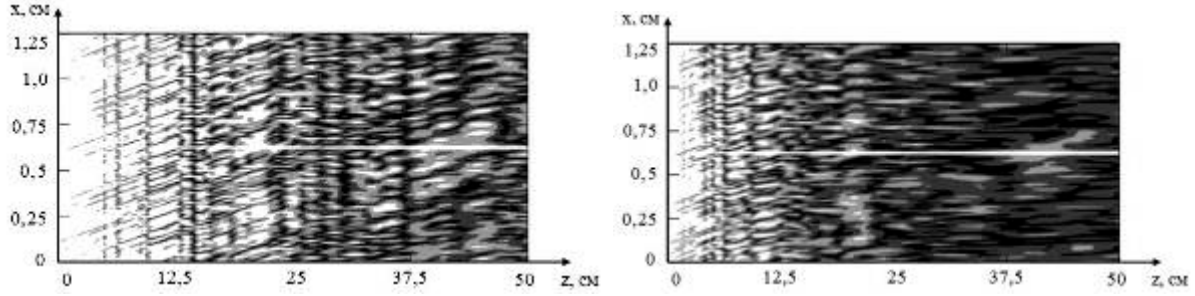
В данной работе путем численного моделирования исследовалось влияние ширины спектра излучения на характеристики спекл-структур степени пространственной когерентности.

Степень когерентности $|\gamma(\vec{r}_1,\vec{r}_2)|$ становится мала, когда $|z_2-z_1|$ существенно превышает длину когерентности $l_c=\bar{\lambda}^2/\Delta\lambda$ ($\bar{\lambda}$ - средняя длина волны, $\Delta\lambda$ - ширина

спектра излучения). Ввиду малости l_c при больших $\Delta\lambda$, при численном расчете обе точки $\vec{r}_1$ и $\vec{r}_2$ располагались в одной плоскости $z_1 = z_2$, когда при заданных перечных составляющих $\vec{r}_{1\perp}$ и $\vec{r}_{2\perp}$ степень когерентности максимальна. Величина $\bar{\lambda}$ была взята равной 10^{-4} см, ширина спектра $\Delta\omega$ принимала значения 500, 1000, 1500 см $^{-1}$. Угловая расходимость исходного пучка E_0 полагалась равной $2\theta_0 = 4 \cdot 10^{-3}$ рад. Значения параметра $p = \sin\chi/\theta_0$, характеризующего степень дисперсии пучка, составляли $p = 3, 10$.

Степень пространственной когерентности $|\gamma(\vec{r}_1, \vec{r}_2)|$ рассчитывалась в двух точках: $\vec{r}_{1\perp}$ и $\vec{r}_{2\perp}$, одна из которых - $\vec{r}_{2\perp}$ - оставалась постоянной, а другая изменялась на периоде изменения интенсивности диспергированного пучка. Были выполнены расчеты $|\gamma(x_1)|$ как случайной функции x_1 при постоянстве двух других координат - y_1 или z_1, а также двумерных распределений $|\gamma(x_1, z_1)|$ в плоскости дисперсии пучка.

Для иллюстрации на рисунке 1 представлены результаты расчета двумерного распределения $|\gamma(x_1, z_1)|$ при $p = 10$ и двух разных значениях ширины спектра $\Delta\omega$ (для упрощения рисунка индекс 1 переменных x и z опущен).



а) б)

Рис. 1. Двумерные распределения степени пространственной когерентности при различной ширине спектра: а) $\Delta\omega = 500$ см$^{-1}$, б) $\Delta\omega = 1500$ см$^{-1}$

Видно, что качественно характер спекл-структуры на рис.1а и 1б одинаков: при малых z_1 спеклы наклонены к оси z на угол $\sim\chi$. Степень когерентности промодулирована для всех спеклов приблизительно одной и той же случайной функцией $F(z_1)$, что приводит к корреляции значений $|\gamma|$ на вертикальных линиях $z_1 = const$ при малых z_1. При возрастании z_1 наклон спеклов к оси z уменьшается, «вертикальная» корреляция размывается и спекл-картина приобретает вид горизонтальных полос, увеличивающихся по длине с ростом z_1.

В то же время хорошо видно, что при разной ширине спектра такая трансформация спекл-структуры имеет место на разном удалении от исходной плоскости: она происходит тем быстрее, чем шире спектр излучения.

Наблюдающиеся при численном моделировании закономерности спекл-структуры объяснены в рамках модели парциальных спеклов[3].

1.В.И. Одинцов, Е.Ю. Соколова, *Квант. электроника*, **21**, №8, с.778-784, (1994).
2. М. Борн, Э. Вольф, *Основы оптики*, М., Наука, (1970)
3. О.М. Вохник, В.И. Одинцов, *Опт. и спектр.*, 110, №2, с.324-332, (2011).

ОПТИЧЕСКАЯ НУТАЦИЯ В ЭКСИТОННОЙ ОБЛАСТИ СПЕКТРА

В.В.Васильев.

Приднестровский государственный университет им. Т.Г. Шевченко,
Молдова, MD3300, Тирасполь, ул. 25 Октября,128.

Нелинейная и когерентная оптика, стендовый.

Изучено явление оптической нутации в экситонной области спектра при учёте экситон-фотонного и упругого экситон-экситонного взаимодействий. Показано, что особенности протекания явления нутации определяются начальными плотностями экситонов и фотонов, расстройкой резонанса, параметром нелинейности и начальной разностью фаз. Предсказано существование явлений самозахвата экситонов и фотонов.

Под явлением оптической нутации в экситонной области спектра понимают процесс периодического превращения экситонов в фотоны и обратно. При низких уровнях возбуждения среды в рамках линейной кристаллооптики частота нутации определяется константой экситон-фотонного взаимодействия, т.е. не зависит от амплитуды поля волны, а при высоких уровнях возбуждения она начинает зависеть от плотности экситонов. Представляет интерес установление возможности фазового управления процессом нутации и возможности существования явления самозахвата в экситонной области спектра.

Рассматривается явление оптической нутации в системе когерентных фотонов и экситонов в полупроводниках под действием ультракоротких импульсов резонансного лазерного излучения. Предполагается, что длительность импульсов τ_p на много меньше времени релаксации экситонов τ_{rel}. В этом приближении процессами релаксации можно пренебречь, так как они не успевают срабатывать за время действия импульса. Будем предполагать, что все фотоны и экситоны в кристалле являются когерентными, имеют одни и те же волновые вектора, энергии, поляризации и фазы, а их амплитуды макровелики. Явление нутации рассматривается при больших уровнях возбуждения кристалла с учётом экситон-фотонного и упругого экситон-экситонного взаимодействий.

Гамильтониан однородно распределенных в кристалле когерентных экситонов и фотонов без учёта антирезонансных членов запишем в виде:

$$\frac{1}{\hbar}H = \omega_0 \hat{a}^+\hat{a} + \omega\hat{c}^+\hat{c} + g(\hat{a}^+\hat{c} + \hat{c}^+\hat{a}) + \frac{1}{2}\nu\hat{a}^+\hat{a}^+\hat{a}\hat{a}, \qquad (14)$$

где $\hat{a}(\hat{c})$ – оператор уничтожения экситона (фотона), ω_0 – собственная частота фотона, g – константа экситон-фотонного взаимодействия, ν – константа упругого экситон-экситонного взаимодействия.

Далее, используя приближение среднего поля и усредняя гайзенберговские уравнения движения для операторов $\hat{a}$ и $\hat{c}$, были получены уравнения движения для соответствующих амплитуд a и c. Получено полное аналитическое решение для плотности экситонов в зависимости от времени. Показано, что эволюция системы представляет собой периодическое изменение плотности фотонов и экситонов с периодом T и амплитудой A, существенно зависящее от параметров задачи.

Если в начальный момент времени в системе имеются только фотоны, а экситоны отсутствуют, то особенности временной эволюции в этом случае определяются единственным параметром – параметром нелинейности $\alpha = \nu f_0 / g$ (где f_0 - начальная плотность экситонов). Максимальная плотность экситонов, амплитуда колебаний и период колебаний зависят от параметра нелинейности α и монотонно убывают с ростом α. Это обусловлено тем, что в нелинейном режиме упругое экситон-экситонное

взаимодействие приводит к голубому сдвигу экситонного уровня. В соответствии с этим возникает индуцированная полем расстройка резонанса, которая растёт с ростом α. Увеличение расстройки резонанса ведёт к уменьшению амплитуды колебаний, т.е. к уменьшению максимальной плотности экситонов в динамическом режиме. Это означает, что не все исходные фотоны превращаются в экситоны. В принципе при больших значениях параметра нелинейности α лишь малая доля фотонов превращается в экситоны.

В случае если в начальный момент времени имеются и экситоны и фотоны, то эволюция системы является более сложной. Показано, что при отличных от нуля начальных концентрациях экситонов и фотонов имеют место три режима временной эволюции экситонов и фотонов: режим периодического превращения экситонов в фотоны и обратно, режим апериодического превращения фотонов в экситоны и режим покоя. Найдены амплитуды и периоды колебаний плотностей частиц, которые определяются начальными плотностями экситонов и фотонов, расстройкой резонанса, параметром нелинейности и начальной разностью фаз. Предсказано существование явлений самозахвата экситонов и пленения фотонов в системе, которые возникают при пороговых значениях параметра нелинейности. С ростом этого параметра в системе возникает резкое, скачкообразное изменение амплитуд колебаний плотностей экситонов и фотонов. Показано, что оба эти явления обусловлены упругим экситон-экситонным взаимодействием, которое приводит к динамическому концентрационному сдвигу экситонного уровня.

ОТРАЖЕНИЕ ОПТИЧЕСКИХ ИМПУЛЬСОВ ОТ ИНДУЦИРОВАННОЙ РЕШЕТКИ, ДВИЖУЩЕЙСЯ СО СВЕТОВОЙ СКОРОСТЬЮ

Войтова Т.А., Сухоруков А.П.

МГУ имени М.В. Ломоносова, Москва, Россия

Исследуется нелинейное отражение короткого оптического импульса от бегущей решетки показателя преломления, созданной последовательностью импульсов накачки. Обнаружено явление брэгговского отражения, проанализована зависимость отражательной способности решетки от характеристик среды и излучения.

В данной работе исследуется распространение лазерного импульса попутно с индуцированной решеткой показателя преломления, созданной периодической последовательностью импульсов волны накачки (или бигармонической накачкой). Ранее был исследован эффект полного внутреннего отражения сигнального импульса от неоднородности, индуцированной одиночным импульсом накачки[1-3], когда расстройка групповых скоростей не превышала критическую величину. В настоящей работе изучена динамика взаимодействия пробного импульса с одним или несколькими импульсами на основной частоте. Найдены условия отражения сигнала от наведенной неоднородности, исследованы зависимости коэффициента отражения от величины расстройки групповых скоростей, нелинейного изменения показателя преломления, а также от формы профиля индуцированной неоднородности.

Распространение оптического импульса на частоте ω_2 вдоль решетки показателя преломления, созданной накачкой на частоте ω_1 описывается уравнением для медленно меняющейся амплитуды импульса:

$$\frac{\partial A_2}{\partial z} = iD\frac{\partial^2 A_2}{\partial \eta^2} - \nu\frac{\partial A_2}{\partial \eta} - 2i\gamma_2\left|A_1\right|^2 A_2 \quad , \qquad (1)$$

где z – продольная координата; $\eta = t - z/u_1$ - бегущее время; $u_j = \left(\partial k_j / \partial \omega_j\right)^{-1}$ - групповая скорость; $\nu = u_2^{-1} - u_1^{-1}$ – расстройка обратных групповых скоростей; $D_j = 1/2\,\partial^2\omega_j / \partial k_{0j}^2$ - коэффициент дисперсии второго порядка; $\gamma_j = \dfrac{\pi\chi_3\omega_j}{2cn_j}$ – коэффициент нелинейности, k_{0j} - волновое число.

При фиксированных значениях расстройки групповых скоростей, глубины неоднородности, длительности импульсов накачки, расстояния между ними численно рассчитывались коэффициенты отражения по энергии и прохождения для различного числа суб-импульсов в решетке. Увеличение количества импульсов в решетке приводит к полному отражению сигнала и отсутствию прохождения его через решетку, что показано на Рис. 1. Таким образом, решетка, индуцированная последовательностью уже из шести импульсов накачки, практически не отличается от случая большого числа суб-импульсов.

На Рис. 2 показаны характерные особенности отражательной способности индуцированных решеток в зависимости от расстройки групповых скоростей для фиксированных значений глубины неоднородности, длительности импульсов накачки и расстояний между ними. Для решетки из одного импульса коэффициент отражения монотонно падает с ростом расстройки. При увеличении количества суб-импульсов накачки зависимость перестает быть монотонной. Появляется дополнительный максимум в области $\nu = 0.2$. Отраженное от каждого следующего суб-импульса накачки излучение интерферирует, вся энергия отражается от индуцированной решетки. Таким образом, последовательность нескольких суб-импульсов накачки обеспечивает полное отражение даже при больших расстройках, превышающих критическое значение, рассчитанное для одного импульса накачки.

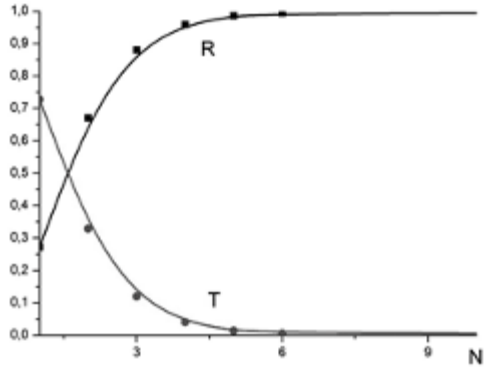


Рис. 1. Зависимость коэффициентов отражения *R* и прохождения *T* от количества субимпульсов накачки при фиксированных значениях $D = 0.02$, $\tau_1 = 0.3$, $\tau_2 = 26$, $\nu = 0.2$, $\eta_0 = 40$, $d = 6$, $\gamma_2 = 0.32$

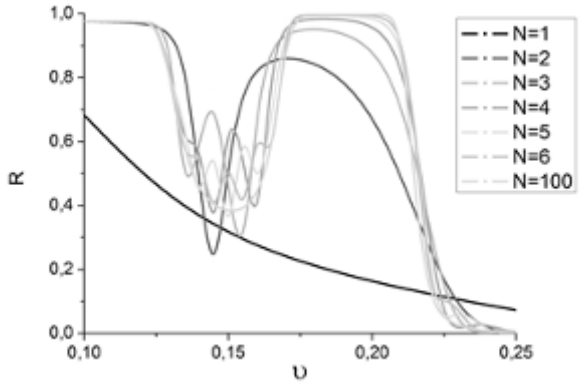


Рис. 2. Зависимость коэффициента отражения от величины расстройки групповых скоростей для различного числа импульсов накачки. $D = 0.02$, $\tau_1 = 0.3$, $\tau_2 = 26$, $\eta_0 = 40$, $d = 1$, $\gamma_2 = 0.32$.

Работа выполнена при поддержке грантами РФФИ № 11-02-00681 и №12-02-90023-Бел_а., фонда Династия.

1. G.I. Stegeman, *Optical and Quantum Electronics*, **28**, p.1691, (1996).
2. T. Pertsch, R. Iwanow, R. Schiek, G.I. Stegeman, U. Peschel, F. Lederer, Y.H. Min, W. Sohler, *Optics Letters*, **30**, №2, p. 177, (2005).
3. V.E. Lobanov, A.P. Sukhorukov, *Phys. Rev. A.*, **82**, p. 033809, (2010).

ОЦЕНКА ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ В КРИСТАЛЛАХ НИОБАТА ЛИТИЯ ПО ИНДИКАТРИСЕ ФОТОИНДУЦИРОВАННОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА

Сюй А.В., Гапонов А.Ю., Сидоров Н.В.*, Палатников М.Н.*, Антонычева Е.А., Штарев Д.С.

Дальневосточный государственный университет путей сообщения, Хабаровск, Россия
*Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт химии и технологии редких элементов и минерального сырья им. И.В.Тананаева Кольского научного центра РАН, Апатиты, Россия

По параметрам индикатрисы фотоиндуцированного рассеяния света от гелий-неонового лазера определены фотовольтаические и диффузионное поля в кристаллах ниобата лития разного состава.

По характеристикам ФИРС произведена количественная оценка фотоэлектрических полей в фоторефрактивных монокристаллах ниобата лития разного состава (табл. 1). При возбуждении ФИРС излучением He-Ne лазера (P=60 мВт, λ_o=0,6328 мкм) наибольшей величиной фотовольтаического поля, а значит и Δn обладает кристалл $LiNbO_3$ стех., что свидетельствует о перспективности монокристалла стехиометрического состава в качестве фоторефрактивного материала для оптоэлектроники. Таким образом, маломощное излучение гелий-неонового лазера достаточно активно возбуждает фотопроцессы в кристаллах ниобата лития стехиометрического состава, что находится в согласии с моделью фоторефрактивного эффекта в стехиометрических кристаллах. При этом в кристаллах конгруэнтного состава в аналогичных условиях эксперимента

фоторефрактивный эффект и, следовательно, ФИРС отсутствует. Такое наблюдается потому, что стехиометрические кристаллы ниобата лития, выращенные из расплава с 58,6 моль. % Li_2O, обладают огромным количеством мелких ловушек электронов в запрещенной зоне. Эти электроны, как показывают наши эксперименты, могут возбуждаться при облучении лазерным He-Ne излучением.

Таблица 1 Интенсивность ФИРС и фотоэлектрические поля в кристаллах ниобата лития разного состава

№ п/п	Кристалл	Интенсивность I_{S0}^{Ω}, мА, при t=0 мин.	Интенсивность I_S, мА, при t=60 мин.	Уменьшение интенсивности, $\frac{I_{S0}^{\Omega} - I_S}{I_{S0}^{\Omega}}$, %	Величина диффузионного поля $E_{D,}$ В/мм	Величина фотовольтаического поля E_{pv}, В/мм	Δn,$\times 10^{-5}$
1	$LiNbO_3$: Cu+Gd (0,57+0,07% вес.)	0,432	0,201	53,47	327	428	4,828
2	$LiNbO_3$: Zn (0,03% вес.)	0,456	0,254	44,3	56	772	8,705
3	$LiNbO_3$:Cu	1,032	0,994	3,68	155	1106	12,476
4	$LiNbO_3$стех.	0,405	0,396	2,22	303	2592	29,243

МЕТОДЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ СОСТАВА КРИСТАЛЛОВ НИОБАТА ЛИТИЯ

Литвинова В.А., Литвинова М.Н.

Дальневосточный государственный университет путей сообщения, Хабаровск, Россия

В работе показано, что характеристики спектра широкополосного теплового излучения, преобразованного в кристаллах ниобата лития, позволяют определить отношение R = Li/Nb в кристалле ниобата лития $LiNbO_3$.

Кристаллы ниобата лития ($LiNbO_3$) широко применяются в современном оптическом приборостроении благодаря уникальным нелинейно-оптическим и фоторефрактивным свойствам [1, 2]. Однако свойства ниобата лития сильно зависят от отношения R = Li/Nb в кристалле. Поэтому для практического применения и научных исследований кристаллов ниобата лития важно знать состав конкретного кристалла.

Кристаллы ниобата лития конгруэнтного состава с отношением R = 0,946 характеризуются наиболее высоким оптическим качеством и однородностью по объему кристалла, по сравнению с кристаллами стехиометрического состава [1, 2]. Практическое применение конгруэнтных кристаллов в оптических устройствах ограничивается их повышенной фоторефрактивной чувствительностью к повреждению лазерным излучением [1-3]. Кристаллы ниобата лития стехиометрического состава с отношением R = 1 более стойки к оптическому повреждению, но обладают большой оптической

неоднородностью, которая резко снижает эффективность нелинейно-оптических преобразований [1, 2].

Для оптического применения ниобата лития важнейшей является зависимость от отношения R показателей преломления, которая определяет влияние состава кристалла на условия синхронизма при нелинейно-оптическом взаимодействии [3].

Прямое определение отношения R в расплаве трудно, поэтому для определения состава кристалла используются зависимости физических параметров ниобата лития от его химического состава [1-3]. Так для оценки отношения R могут применяться такие параметры, как двулучепреломление, температура Кюри, температура фазового синхронизма при генерации гармоник, угол конуса векторного синхронизма, ширина пика ЯМР 93Nb, параметры решетки кристалла, интенсивность и ширина пиков спектров комбинационного рассеяния, положение края фундаментального поглощения.

Широко применяется метод определения отношения R в кристалле ниобата лития по температуре фазового синхронизма при генерации гармоник. Однако данный метод имеет низкую точность, продолжителен во времени и применим только к небольшим кристаллам. Оптические спектральные методы обеспечивают определение R с точностью 0.1 – 0.01. Для устройств интегральной оптики и преобразователей оптических частот используются методы определения R по зависимостям показателей преломления либо двулучепреломления кристалла от его состава. Данные методы являются сложными в аппаратурной реализации, но являются неразрушающими и локальными, что делает их пригодными для картирования широкоапертурных подложек ниобата лития.

В данной работе предложен метод определения отношения R в кристалле ниобата лития по спектрам преобразованного широкополосного излучения. Проведен сравнительный анализ предложенного метода с ранее известными методами (по углу конуса векторного синхронизма и по краю фундаментального поглощения).

В работе исследованы монокристаллы ниобата лития разного состава, выращенные методом Чохральского. Исследуемые образцы отличаются упорядочением структурных единиц катионной подрешетки вдоль полярной оси кристалла. Номинально чистые монокристаллы имели форму куба с размерами $10\times10\times10$ мм^3 с ребрами, параллельными кристаллофизическим осям x, y, z . Ось z совпадала по направлению с полярной осью кристалла P_s.

С помощью тепловизора получены спектры широкополосного излучения, преобразованного в монокристаллах ниобата лития разного составов в условиях некритичного 90-градусного синхронизма при реализации векторных взаимодействий *oo-e* типа [4]. При распространении расходящегося пучка широкополосного инфракрасного излучения в нелинейно-оптическом кристалле, в направлении фазового синхронизма для одной из входящих частот происходит генерация второй гармоники и суммарных частот [4]. Условия синхронизма при нелинейно-оптическом взаимодействии определяются зависимостью показателей преломления от отношения R = Li/Nb в кристалле ниобата лития.

Максимум спектра соответствует длине волны λ_0, для которой выполняется условие 90-градусного фазового синхронизма. Установлено, что параметры спектра преобразованного излучения в значительной степени зависят от толщины используемого кристалла, типа взаимодействия, а также от отношения R в кристалле.

Полученные результаты хорошо коррелируют с данными спектроскопии комбинационного рассеяния света (КРС) и результатами, полученными с помощью метода оценки отношения R, использующего особенности векторного синхронизма в ниобате лития [3, 5].

1. Баласанян, Р.Н. Габриэлян, В.Т., Казарян, Л.М., *Доклады Национальной академии наук Армении. Сер. Физика*, **100**. №2, 134-140 (2000).

2. Volk, T., Wöhlecke, M. *Lithium Niobate. Defects, Photorefraction and Ferroelectric Switching*, Springer – Verlag Berlin Heidelberg, 247 (2008).
3. Блистанов А.А., *Кристаллы квантовой и нелинейной оптики*, М.: МИСИС, 430 (2000).
4. Г.В. Кривощеков и др., *Журнал прикладной спектроскопии*, **30**, № 5, 884–889, (1979).
5. Сидоров, Н.В., Палатников, М.Н., Габриелян, В.Т. и др., *Неорганические материалы*, **43**, №1, 66-73 (2007).

ФРАКТАЛЬНЫЙ АНАЛИЗ КАРТИН ФОТОРЕФРАКТИВНОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА В МОНОКРИСТАЛЛАХ НИОБАТА ЛИТИЯ

Мануковская Д.В., Сидоров Н.В., Палатников М.Н., Сюй А.В.*, Гапонов А.Ю.*

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт химии и технологии редких элементов и минерального сырья им. И.В.Тананаева Кольского научного центра РАН, Апатиты, Россия
*Дальневосточный государственный университет путей сообщения, Хабаровск, Россия

По параметрам индикатрисы фотоиндуцированного рассеяния света в монокристаллах ниобата лития проведен фрактальный анализ. Показано, что фрактальный анализ может быть применен для исследования трехслойной спекл-структуры рассеянного света.

В работе показано, что фрактальный анализ можно применить для исследования трехслойной спекл-структуры фоторефрактивного (фотоиндуцированного) рассеяния света (ФРРС) в монокристаллах ниобата лития[1]. Послойно изучены картины ФРРС под воздействием лазерного излучения с длиной волны λ=514,5 нм мощностью до 160 мВт в зависимости от времени воздействия. В таблице в качестве примера приведена фрактальная размерность ФРРС для монокристалла $LiNbO_3$:Cu ([Cu]=0,15 мас. %) для каждого слоя в зависимости от времени.

Из таблицы видно, что для первого слоя ФРРС характерен сначала небольшой рост фрактальной размерности, а затем ее резкое падение. Это может быть обусловлено тем, что в месте прохождения лазерного луча в структуре кристалла, сразу после засветки, количество дефектов сначала увеличивается, но через 360 с их становится значительно меньше – то есть структура упорядочивается. Упорядоченность второго слоя ФРРС постоянна – значение фрактальной размерности почти не меняется со временем. В третьем слое ФРРС в первую секунду фрактальная размерность 1,593 – то есть сравнима с фрактальной размерностью 2-го слоя (1,658), однако к 60-й секунде фрактальная размерность достигает значения 1,362, что говорит о снижении количества дефектов. Но к 360-й секунде их количество увеличивается, но, все же, до несколько меньшего значения, чем первоначальное. Возможно, такое поведение кристалла можно объяснить миграцией носителей заряда в первые секунды воздействия лазерного излучения из третьего слоя ФРРС во второй и первый слои. Так как до третьего слоя доходит существенно меньшее количество энергии лазерного излучения, то восстановление носителей в этой области за счет «притягивания» из внешних, неосвещенных областей кристалла происходит

$LiNbO_3$:Cu (0,15 мас. %) P=160 мВт			
	1 слой	2 слой	3 слой
1 с	1,429	1,658	1,593
60 с	1,479	1,607	1,362
360 с	1,002	1,617	1,57

значительно медленнее, чем их перемещение во внутренние, более ярко освещенные объемы, которые получают значительно большее количество энергии от лазерного луча.

1. Н.В. Сидоров, А.В. Сюй, М.Н. Палатников, В.Т. Калинников, *Доклады академии наук*, **437**, № 3, с. 352 – 355, (2011).

ГЕНЕРАЦИЯ ВТОРОЙ ГАРМОНИКИ В ОДНОМЕРНОМ ФОТОННОМ КРИСТАЛЛЕ ИЗГОТОВЛЕННОГО ИЗ ИЗОТРОПНОГО МАТЕРИАЛА

Герасимов А.М.*, Кундикова Н.Д.*,, Микляев Ю.В.*,**, Пихуля Д.Г. *,**, Терпугов М.В.***

*Южно-Уральский государственный университет, Челябинск, Россия
** Институт электрофизики УрО РАН, Екатеринбург, Россия

Исследована генерация второй гармоники в одномерном фотонном кристалле. Выполнен расчет записи $\chi^{(2)}$-решетки в периодической системе воздух-стекло с последующей генерацией второй гармоники в такой структуре. Рассчитан эффективный коэффициент преобразования излучения во вторую гармонику при различных длинах волн первой гармоники.

В настоящее время большой интерес вызывают работы по генерации второй гармоники (ГВГ) в изотропных средах. Актуальность этой темы обусловлена возможностью изготовления периодических структур из подобных изотропных сред, например, для ГВГ в получившемся одномерном фотонном кристалле. В 2003 году была рассчитана ГВГ в одномерном нелинейном фотонном кристалле с максимальной эффективностью преобразования около 1% [1]. В работе [2] была теоретически получена эффективность преобразования излучения во вторую гармонику для нелинейного фотонного кристалла порядка 10^{-2}-10^{-3}. ГВГ в изотропных средах затруднена из-за отсутствия в таких средах нелинейности второго порядка или $\chi^{(2)}$, а также из-за трудности выполнения условия фазового синхронизма, которое в случае одномерного фотонного кристалла выполняется автоматически. Однако, в изотропных телах возможна эффективная ГВГ оптического излучения. Впервые ГВГ в изотропной среде наблюдалась в 1981 году, когда случайно обнаружилась ГВГ излучения неодимового лазера в германо-силикатном волокне [3,4]. Эффективность преобразования составила порядка 10^{-8}. В 1987 году был предложени механизм, объясняющий возникновение квадратичной нелинейности в изотропных средах [5]. В 1987 году была предложена теория, согласно которой в волокне при распространении излучения первой и второй гармоник происходит упорядоченная переориентация дефектов, имеющих $\chi^{(2)}\neq 0$, что впоследствии вызывает ГВГ при облучении только первой гармоникой [6]. Для проверки этой гипотезы был проведен эксперимент с оптическим волокном, в котором была достигнута эффективность преобразования излучения во вторую гармонику 0,03%.

Согласно работе [5] нелинейность второго порядка может появится в изотропной среде в случае воздействия на нее полем с неравным нулю средним кубом поля, $\langle E^3\rangle \neq 0$. Если подвергнуть изотропную среду одновременно излучению первой и второй гармоники, то суммарное поле будет иметь неравный нулю средний куб поля и в такой среде будет записана $\chi^{(2)}$ решетка:

$$\chi^{(2)}(R) = \alpha E_{2\omega}(R) E_{\omega}^{*}(R) E_{\omega}^{*}(R), \quad (1)$$

где коэффициент α, как правило, определяется экспериментально и много меньше единицы.

Был сделан расчет записи такой решетки в одномерном фотонном кристалле с помощью программного пакета MEEP [7]. Была задана структура одномерного фотонного кристалла стекло-воздух с показателем преломления стекла 1,5. Размер воздушных и стеклянных промежутков соответсвовал $\lambda/4$ и $\lambda/6$ для излучения с длиной волны 1,064 мкм. (рис.1). На рис.1 светлые промежутки соответствуют стеклу с показателем преломления 1,5, черные – воздуху.

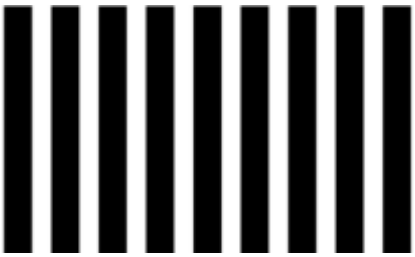


Рис. 1. Одномерный фотонный кристалл стекло-воздух

Для наведения нелинейного коэффициента второго порядка в указанную структуру запускалось излучение двух длин волн – первой и второй гармоники,. Пример распространения излучения на длине волны 1,266 и 0,633 мкм представлен на рис.2.

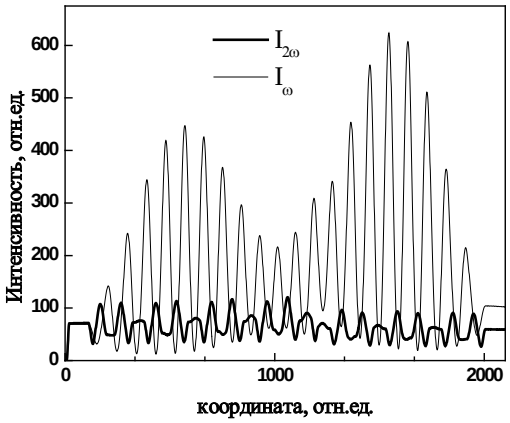


Рис. 2. Распространение излучения первой и второй гармоники в одномерном фотонном кристалле, длина волны источника - 1,266 мкм и 0,633 мкм

Из рис.2 хорошо видно, как происходит в фотонном кирсталле распростаранение излучения с длинами волн отличающимися в два раза.

Таким образом в данной структуре записывается решетка нелинейности второго порядка (1) с коэффициентом α=0,01(рис.3).

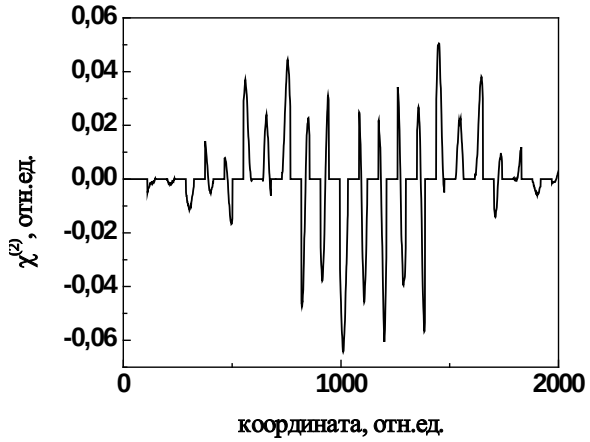


Рис. 3. $\chi^{(2)}$ решетка в одномерном фотонном кристалле при записи длинами волн 1,226 мкм и 0,613 мкм

Из рис.3 видно, что $\chi^{(2)}$ решетка формируется неравномерно по всей протяженности фотонного кристалла и равна нулю в воздушных промежутках.

После того, как в фотонном кристалле была сформирована $\chi^{(2)}$ решетка, в данную структуру запускалось излучение первой гармоники единичной интенсивности, а на выходе из структуры рассчитывалась эффективность ГВГ, которую можно оценить по величине пика соответствующего второй гармонике. На рис.4 представлена зависимость мощности ГВГ от частоты излучения.

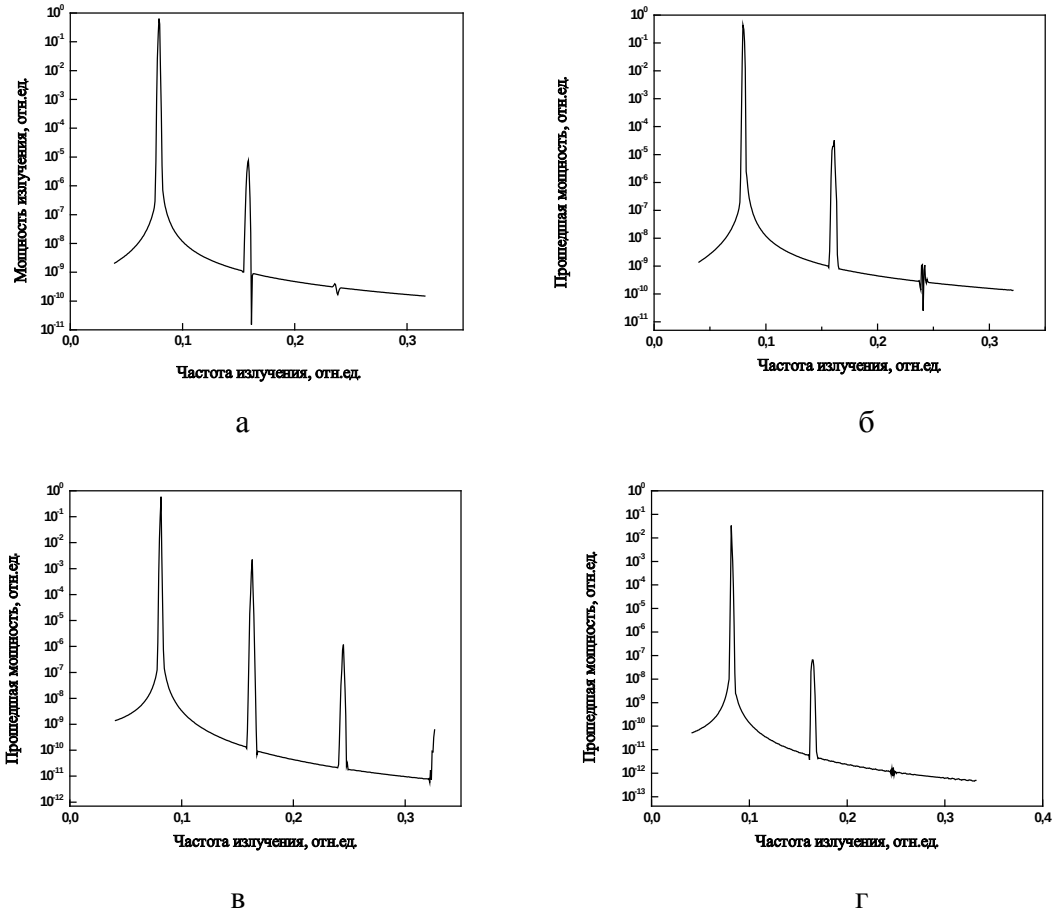


Рис. 4. : ГВГ в одномерном фотонном кристалле при длине волны а) 1,266 мкм, б) 1,246 мкм, в) 1,226 мкм г) 1,206 мкм

Как видно из рис.4, эффективность ГВГ получается различной при различных длинах волн падающего излучения первой гармоники. При длине волны излучения первой гармоники 1,226 мкм мы видим генерацию не только второй, но и третьей гармоники, которая возникла из-за суммирования частот первой и второй гармоники. В этом случае эффективность ГВГ составила 0,2%.

Таким образом, проведено моделирование процесса записи $\chi^{(2)}$ решеток в одномерном фотонном кристалле с последующей ГВГ при облучении излучением с различными длинами волн. Получена ГВГ для длины волны 1,226 мкм равная с эффективностью преобразования 0,2%.

1. R. G. Zaporozhchenko, *Optics and Spectroscopy,* **95(6),** pp. 976–982, (2003)
2. L.M. Zhao, C. Li, Y.S. Zhou, F.H. Wang, *J. Opt. Soc. Am. B,* **25(12)**, pp. 2010-2014, (2008).
3. Y. Sasaki, Y. Ohmori, *Appl. Phys. Lett.*, **39(6)**, pp. 466-468, (1981).
4. Y. Ohmori, Y. Sasaki, *IEEE Journal of Quantum Elektronics*, **18(4)**, pp. 758-762, (1982).

5. Н.Б. Баранова, Б.Я. Зельдович, *Письма в ЖЭТФ*, **45(12)**, стр. 562-565, (1987).
6. R.H. Stolen, H.W.K. Tom, *Optics Letters*, **12(8),** pp. 585-587, (1987).
7. http://ab-initio.mit.edu/wiki/index.php/Meep

ОСОБЕННОСТИ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ШИРОКОПОЛОСНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В КРИСТАЛЛАХ НИОБАТА ЛИТИЯ РАЗЛИЧНОГО СОСТАВА

Сюй А.В., Литвинова М.Н., Криштоп В.В., Сидоров Н.В.*, Палатников М.Н.*

Дальневосточный государственный университет путей сообщения, Хабаровск, Россия
*Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт химии и технологии редких элементов и минерального сырья им. И.В.Тананаева Кольского научного центра РАН, Апатиты, Россия

Приведены экспериментальные результаты по преобразованию широкополосного излучения в кристаллах ниобата лития стехиометрического состава, выращенного разными способами. Показано, что эффективность преобразования в кристаллах стехиометрического состава меньше, чем в кристаллах конгруэнтного состава. Показано, что происходит смещение длины волны, соответствующей максимуму интенсивности преобразованного излучения в более коротковолновую область спектра в кристаллах стехиометрического и близкого к стехиометрическому составу в сравнении с конгруэнтным кристаллом.

Исследовано преобразование широкополосного теплового излучения монокристаллами ниобата лития стехиометрического состава (R=1), выращенными из расплава с 58,6 моль % Li_2O и из расплава конгруэнтного состава (R=Li/Nb=0,946) с добавлением флюса - 4,5 и 6,0 вес. % K_2O, из расплава конгруэнтного состава, а также монокристаллами конгруэнтного состава, легированными катионами Zn^{2+}, Gd^{3+}, Er^{3+}. Показано, что эффективность преобразования кристаллом стехиометрического состава, выращенным из расплава с 58,6 моль % Li_2O, меньше, чем кристаллом конгруэнтного состава (табл. 1). Кроме того, для кристаллов стехиометрического и близкого к нему составов, а также для легированных кристаллов конгруэнтного состава обнаружено смещение в более коротковолновую область максимума интенсивности преобразованного излучения по сравнению с номинально чистым конгруэнтным кристаллом. Для конгруэнтных кристаллов максимум преобразованного излучения приходится на 520 нм, а для стехиометрических – 495 нм.

Таблица 1 Эффективность преобразования теплового широкополосного излучения в кристаллах ниобата лития разного состава

№ п/п	Образец	Площадь под кривой, мкВ·нм	Среднеквадратическое отклонение, мкВ·нм	Полуширина спектра, нм
1.	$LiNbO_3$ (конгр.	432,729	29,413	31
2.	$LiNbO_{3стех.}$ (6 моль % K_2O)	591,095	26,503	24
3.	$LiNbO_3$стех	306,663	22,366	22

4.	$LiNbO_3$:Er (3,1 вес.%)	651,04	22,692	32
5.	$LiNbO_3$:Gd (0,5 вес.%)	496,178	18,771	68
6.	$LiNbO_3$:Zn (0,018 вес.%)	358,68	19,165	60
7.	$LiNbO_3$:Zn (0,03 вес.%)	423,731	19,29	59
8.	$LiNbO_3$:Zn (0,52 вес.%)	502,375	22,232	64
9.	$LiNbO_3$:Zn (0,62 вес.%)	503,347	23,072	63

ЭЛЕКТРОСТРИКЦИОННЫЙ МЕХАНИЗМ САМОВОЗДЕЙСТВИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ В ЖИДКОСТИ С НАНОЧАСТИЦАМИ

Криштоп В.В., Костина Г.В., Ливашвили А.И., Лиховодова Т.Б., Якунина М.И.

Государственный университет путей сообщения, Хабаровск, Россия

Теоретически исследован электрострикционный механизм самовоздействия светового пучка в наножидкости. Найдены явные выражения для нелинейной части показателя преломления среды и фокусного расстояния концентрационной линзы.

Объектом нашего исследования являются коллоиды, которые в качестве дисперсной фазы содержат наночастицы. В известной мере эта работа является обобщением и развитием подходов, представленных в статье[1] в которой эта задача изучалась в приближении малых возмущений концентрации. Излагаемые ниже результаты свободны от этих ограничений. В результате воздействия светового поля на частицы возникают электрострикционные силы и в среде возникают концентрационные потоки. В результате изменения концентрации частиц $\Delta C(r,t)$ происходит изменение показателя преломления среды:

$$n(C) \approx n(C_0) + \frac{\partial n}{\partial C}(C(r,t) - C_0) \ , \qquad (1)$$

где C_0 – начальная концентрация.

Нами рассматривался гауссовый профиль интенсивности в приосевом приближении: $I(r) = \tilde{I}_0(1 - r^2 / r_o^2)$.

Величину $C(r,t)$ можно определить, решая уравнение диффузии

$$\frac{\partial C}{\partial t} = D\left(\frac{\partial^2 C}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial C}{\partial r}\right) + \delta C \ , \qquad (2)$$

где $\delta = \frac{4\tilde{I}_0\gamma}{r_0^2}$, $\gamma = \frac{4\pi\beta D}{\bar{c}nk_BT}$ и β – поляризуемость частиц.

Начальные и граничные условия для уравнения (2) имеют вид:

$$C(r,0) = C_0 \ , \ \frac{\partial C}{\partial r} \Big|_{r=0} = 0, \ \ C(r_0,t) = C_0 \ , \qquad 0 \le r \le r_0 \ . \qquad (3)$$

Существование функции Грина задачи (2)-(3) позволяет получить её точное решение и, тем самым, с помощью равенства (1) определить динамику нелинейной части показателя преломления. Ввиду недостатка места, выпишем выражение для концентрации в стационарном приближении: $C_{st}(r) = C_0 \dfrac{J_0(r\sqrt{\delta / D})}{J_0(r_0\sqrt{\delta / D})}$, если $\delta > 0$ и

$C_{st}(r) = C_0 \dfrac{I_0\left(r\sqrt{\delta / D}\right)}{I_0\left(r_0\sqrt{\delta / D}\right)}$, если $\delta < 0$,

где $I_0(x)$ – модифицированная функция Бесселя нулевого порядка. Заметим, что изменение знака параметра δ связано со знаком поляризуемости частиц.

Анализ полученных выше результатов, позволяет утверждать, что величина $n(C)$ становится нестационарной и нелинейно зависит от интенсивности излучения, чего не наблюдается в средах с мгновенным откликом и характерно для сред с нелокальным (инерционным) механизмом нелинейности (в нашем случае - электрострикционным). Разложение бесселевых функций при малых значениях аргумента позволяет представить (1) в виде

$$n(C) \approx n(C_0) + 0{,}4\pi \frac{a_0^3}{\bar{c} n k_B T}\left(1 - \frac{r^2}{r_0^2}\right) C_0 \tilde{I}_0 \frac{\partial n}{\partial C}, \quad \text{если } \delta > 0, \qquad (4)$$

$$n(C) \approx n(C_0) - 0{,}4\pi \frac{a_0^3}{\bar{c} n k_B T}\left(1 - \frac{r^2}{r_0^2}\right) C_0 \tilde{I}_0 \frac{\partial n}{\partial C}, \quad \text{если } \delta > 0. \qquad (5)$$

Отсюда видно, что в рамках приосевого приближения знак нелинейной части показателя преломления зависит от знака поляризуемости наночастиц. Численная оценка величины n_2 согласно (4) приводит к результату: $n_2 \approx 3 \cdot 10^{-13}\, м^2 / вт$, который неплохо согласуется с экспериментом[1]. Далее, полученные результаты позволяют вычислить критическую мощность самофокусировки (в нашей оценке $P_{кр} \approx 3 \cdot 10^{-3}\, Вт$) и фокусное расстояние концентрационной линзы. На наш взгляд, интересной особенностью нашего подхода является ограничение на величину интенсивности светового пучка, которое возникает с одной стороны из очевидного неравенства $C(r) \le 1$, а с другой - из гидродинамических соображений - малые числа Рейнольдса приводят к подобным ограничениям.

1. В.И.Иванов, А.И. Ливашвили *Оптика атмосферы и океана* , **23**, №8, с.7, (2010)
2. E. Freysz, W. Claeys, A. Ducasse, B. Pouligny, IEEE J. Quantum Electron. **22,** 1258-1262 (1986).

ИЗМЕНЕНИЯ В СПЕКТРАХ ОПТИЧЕСКОГО ПОГЛОЩЕНИЯ В КРИСТАЛЛАХ $Bi_{12}SiO_{20}$, НАВЕДЕННЫЕ ИМПУЛЬСНЫМ ИК ИЗЛУЧЕНИЕМ И ОТЖИГОМ В ВОЗДУШНОЙ АТМОСФЕРЕ

Худякова Е.С., Кистенева М.Г., Шандаров С.М., Корниенко Т.А.*, Толстик А.Л.*, Каргин Ю.Ф.**

Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники, Томск, Россия
*Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь
**Институт металлургии и материаловедения РАН, Москва, Россия

Нелинейная и когерентная оптика, стендовый

Представлены результаты экспериментальных исследований спектров оптического поглощения в диапазоне 400 – 1100 нм в нелегированных кристаллах силиката висмута $Bi_{12}SiO_{20}$ и их изменений, вызванных как засветкой импульсным лазерным излучением с длиной волны λ = 1064 нм, так и отжигом в воздушной атмосфере в диапазоне температур 330 – 690 °С.

Интерес к исследованию кристаллов класса силленитов $Bi_{12}SiO_{20}$ (BSO), $Bi_{12}GeO_{20}$ (BGO) и $Bi_{12}TiO_{20}$ (BTO) обусловлен их применением в качестве фоторефрактивной среды в устройствах динамической голографии[1]. Оптическое поглощение силленитов в примесной области, определяющее и его фоторефрактивные свойства, обусловлено существованием в кристаллах большого количества структурных дефектов, приводящие к появлению «плеча» поглощения в диапазоне λ = 380 – 500 нм и полос поглощения с максимумами от 530 до 1250 нм[2]. Засветка таких кристаллов лазерным или некогерентным излучением из видимого и ближнего ИК диапазона, а также отжиг в воздушной атмосфере приводит к спектрально зависимым изменениям поглощения[2,3]. Вариации стехиометрии кристаллов силленитов в результате отжига при высоких температурах также приводят к изменениям параметров дефектных центров и изменениям в спектре оптического поглощения[2].

В настоящей работе представлены результаты экспериментальных исследований спектров оптического поглощения в диапазоне 400 – 1100 нм в нелегированных кристаллах силиката висмута $Bi_{12}SiO_{20}$ и их изменений, вызванных как засветкой импульсным лазерным излучением с длиной волны λ = 1064 нм, так и отжигом в воздушной атмосфере при температурах 330 – 690 °С.

В экспериментах использовалась серия образцов среза (100) с толщиной d_1 = 2,64 мм и d_2 = 1,7 мм. Образцы были нарезаны из пластин номинально нелегированных монокристаллов силиката висмута различного происхождения, выращенных методом Чохральского. Влияние излучения ближнего ИК-диапазона на оптическое поглощение изучалось по его фотоиндуцированным изменениям, наводимым лазерными импульсами с длительностью 10 нс, частотой следования 10 кГц и средней интенсивностью излучения ~364 мВт/см^2 на длине волны 1064 нм в течение 40 минут. Эти эксперименты показали, что облучение кристалла BSO лазерными ИК импульсами с длиной волны 1064 нм приводит к уменьшению его оптического поглощения в спектральной области от 480 до 900 нм. Для кристалла BSO с толщиной d_1= 2,64 мм спектральная зависимость наведенных изменений в поглощении $\Delta k(\lambda)$, полученная как разность коэффициентов поглощения в исходном состоянии и после облучения, демонстрирует резонансный характер (рис. 1а, кривая 1). В этом спектре можно выделить четыре полосы с экстремумами при λ_e = 560, 690, 750 и 820 нм, проявляющиеся в результате облучения образца. Максимальные изменения оптического поглощения Δk_m, зафиксированные на длинах волн 560 и 690 нм, составили ~ 0,10 и 0,08 см$^{-1}$, при значениях коэффициента

поглощения для исходного состояния 0,61 и 0,27 $см^{-1}$, соответственно. Данные фотоиндуцированные изменения сохранялись в темновых условиях при комнатной температуре в течение более чем 10 дней. После облучения кристалла излучением с длиной волны 655 нм со средней интенсивности ~10 $мВт/см^2$ в течение 15 мин. происходила релаксация оптического поглощения облученного образца BSO к исходному состоянию.

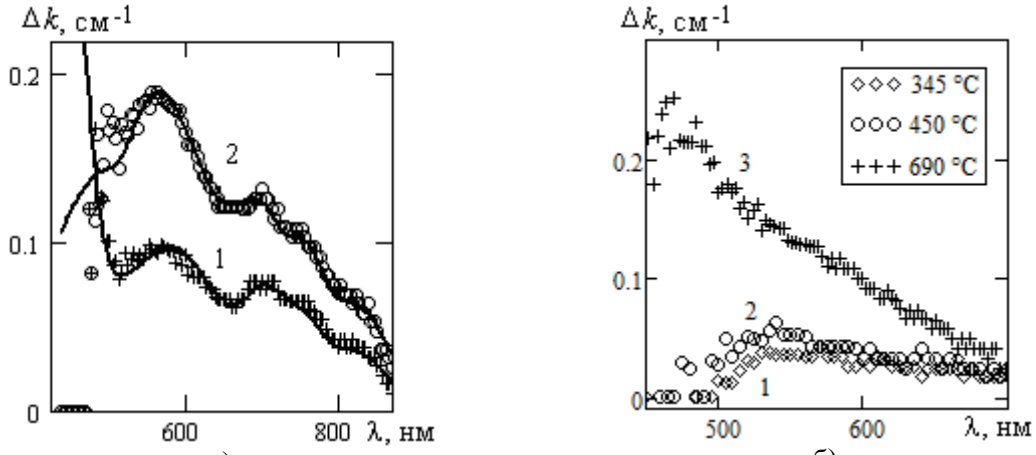


Рис. 1. Экспериментальные и расчетные спектральные зависимости изменений в оптическом поглощении в кристалле BSO: а) для образца с d_1 = 2,64 мм: 1 – после облучения лазерными импульсами (λ = 1064 нм) в течение 40 минут, 2– после отжига в воздушной атмосфере при T_{AA} = 330 ˚С в течение 30 мин; б) для образца с d_2 = 1,7 мм после отжига в воздушной атмосфере: 1 – при T_{AA} = 345 °С, 2 – при T_{AA} = 450 °С, 3 – при T_{AA} = 690 °С. Кружки и крестики – экспериментальные данные, сплошные линии – расчетные зависимости

В экспериментах по влиянию температурного отжига на оптическое поглощение нагрев кристалла проводился в воздушной атмосфере до некоторой температуры в диапазоне 330 – 690 °С в темновых условиях со скоростью ~2 К/мин. После достижения заданной температуры она поддерживалась постоянной в течение 30 минут для образца с d_1 = 2,64 мм и 60 минут для образца с d_2 = 1,7 мм. Далее происходило охлаждение печи с образцом естественным образом до комнатной температуры в течение более 10 часов.

Получено, что отжиг кристалла BSO с толщиной d_1= 2,64 мм в воздушной атмосфере при температуре 330 °С приводит к уменьшению оптического поглощения в спектральной области от 470 до 900 нм. Характерные спектральные зависимости изменений в оптическом поглощении для этого кристалла, полученные вычитанием коэффициентов поглощения до и после отжига, также демонстрирует резонансный характер наведенных изменений в поглощении с экстремумами при λ = 560, 695, 750 и 820 нм (рис. 1а, кривая 2). Максимальные изменения оптического поглощения Δk_m, зафиксированные на длинах волн 560 и 695 нм, составили ~ 0,19 и 0,13 $см^{-1}$.

Уменьшение оптического поглощения в спектральной области от 500 до 900 нм наблюдалось и в кристалле BSO с толщиной d_2 = 1,7 мм после отжига в воздушной атмосфере при температурах 345 °С и 450 °С. В спектре наведенных изменений для этого кристалла наиболее четко проявляется полоса при λ = 560 нм (рис 1б, кривые 1 и 2). Увеличение температуры отжига до 690 °С приводило к еще большему уменьшению коэффициента поглощения. В спектре $\Delta k(\lambda)$ появилась новая полоса с λ = 460 нм (рис. 1б, кривая 3). Изменения оптического поглощения на длинах волн 460 и 560 нм после отжига при температуре 690 °С составили ~ 0,25 и 0,14 $см^{-1}$, при значениях коэффициента поглощения для исходного состояния 11,32 и 0,33 $см^{-1}$, соответственно.

После засветки излучением с длиной волны 655 нм в течение 15 мин кристаллов BSO, отожженных при температурах в диапазоне 330 – 450 °С, происходило возвращение спектральных характеристик оптического поглощения к наблюдавшимся в исходном

состоянии. Однако, для образца BSO, отожженного при температуре 690 °C, такая засветка не приводила к релаксация оптического поглощения к исходному состоянию.

Для аппроксимации экспериментальных зависимостей коэффициента поглощения $k(\lambda)$ и наведенных изменений в поглощении $\Delta k(\lambda)$ мы учитывали вклад в примесное поглощение как процессов фотовозбуждения электронов в зону проводимости с глубоких донорных центров с нормальным законом распределения концентраций по энергии ионизации[4], так и внутрицентровых переходов[3]. Сплошные кривые на рис. 1 и 2 учитывают пять внутрицентровых переходов с гауссовскими спектральными характеристиками, с максимумами при энергиях 1,50; 1,63; 1,77; 2,15; и 2,41 эВ. Для переходов электронов в зону проводимости учтены шесть центров со средними значениями энергии ионизации 0,82; 1,22; 1,60; 1,91, 2,16 и 2,70 эВ. Получено, что в рамках использованной модели просветление кристалла BSO в результате ИК-засветки и отжига можно связать, в основном, с уменьшением вклада внутрицентровых переходов в оптическое поглощение.

Таким образом, облучение кристаллов BSO лазерными ИК импульсами с длиной волны 1064 нм и отжиг в воздушной атмосфере в диапазоне температур 330 – 450 °C приводит к обратимому уменьшению их оптического поглощения в спектральной области от 480 до 900 нм. После отжига кристаллов BSO в воздушной атмосфере при температуре 690 °C происходит необратимое уменьшение их оптического поглощения. Спектральные зависимости наведенных изменений в оптическом поглощении демонстрируют резонансный характер.

Работа выполнена в рамках Госзадания Минобрнауки РФ на 2013 год (проект 7.2647.2011), при частичной финансовой поддержке РФФИ (проект № 12-02-90038-Бел_а) и БРФФИ (проект № Ф12Р-222).

1. М.П. Петров, С.И. Степанов, А.В. Хоменко. *Фоторефрактивные кристаллы в когерентной оптике*, СПб.: Наука, 318 с, (1992).

2. В.К. Малиновский, О.А. Гудаев, В.А. Гусев и др. *Фотоиндуцированные явления в силленитах*, Новосибирск: Наука, 160 с, (1990).

3. M.G. Kisteneva, A.S. Akrestina, S.M Shandarov, et al, *J. Holography and Speckle.*,**V.5**, №3, P.280-285, (2009).

4. А.Л. Толстик, А.Ю. Матусевич, М.Г. Кистенева и др, *Квантовая электроника,* **Т. 37**, № 11, С. 1027-1032, (2007).

ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАВИСИМОСТИ ВРЕМЕНИ КОГЕРЕНТНОСТИ СПЕКТРАЛЬНОГО СУПЕРКОНТИНУУМА ОТ ПАРАМЕТРОВ ИСХОДНОГО ИМПУЛЬСА

Мельник М.В., Цыпкин А.Н.

Национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

В работе исследуется зависимость времени когерентности фемтосекундного спектрального суперконтинуума от различных параметров исходного импульса – длины волны, пиковой интенсивности и длительности. Проводится анализ полученных зависимостей и расчет отношения времени когерентности к длительности импульса на выходе.

В настоящее время вопрос когерентности считается почти полностью проработанным. Однако работ по исследованию времени когерентности обнаружено не было[1]. А знание о времени когерентности спектрального суперконтинуума может быть

использовано, например, для расчета максимального разрешения оптической когерентной томографии[2].

В работе рассматривается распространение интенсивного светового импульса в волноведущей диэлектрической среде с нормальной групповой дисперсией и нерезонансной нелинейностью[3,4].

Для определения времени когерентности рассмотрим взаимодействие светового фемтосекундного импульса с самим собой, сдвинутым на временную задержку. Зная временную структуру поля на выходе из оптической среды, при генерации спектрального суперконтинуума, можно определить интерференционный сигнал по следующей формуле:

$$I(\Delta\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} (E(t) + E(t+\Delta\tau))^2 dt$$

где $I(\Delta\tau)$ – зависимость интенсивности интерференционного поля от временной задержки; $E(t)$, $E(t+\Delta\tau)$ – временная структура поля на выходе из оптической среды и сдвинутое во времени тоже поле; $\Delta\tau$ – временной сдвиг между интерферирующими импульсами.

На рис. 1 приведен пример графического определения времени когерентности фемтосекундного спектрального суперконтинуума. В качестве огибающей $U(\Delta\tau)$ используется экспоненциальная функция (кривая 2), накладываемая на функцию интерференционного сигнала (кривая 1) для временной структуры на выходе из кварцевого оптического волокна, которую можно описать следующей формулой: $U(\Delta\tau) = e^{-(\frac{t}{\tau_{ког}})^2}$, где $\tau_{ког}$ – время когерентности фемтосекундного спектрального суперконтинуума.

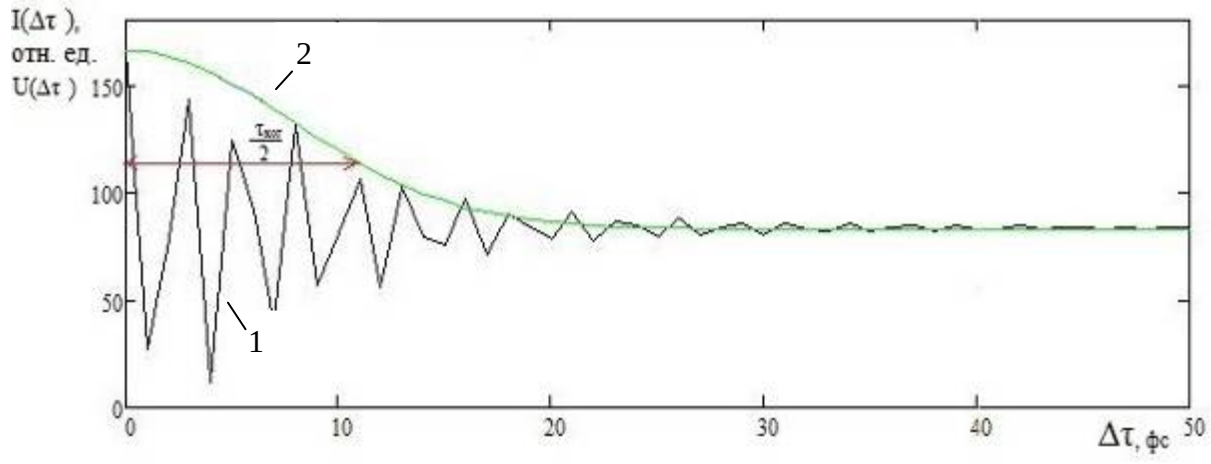


Рис. 1. Расчет времени когерентности импульса со сверхширокими спектром; кривая 1 - интерференционный сигнал, кривая 2 – экспоненциальная огибающая.

Определяя время когерентности таким методом для различных длин волн, получим зависимость времени когерентности от центральной длины фемтосекундного лазерного импульса на входе. Однако по этой зависимости можно мало что сказать, так как необходимо учитывать изменение длительности импульса прошедшего через среду для разных длин волн. Исходя из этих рассуждений мы получаем зависимость отношения времени когерентности к длительности импульса на выходе из среды от центральной длины фемтосекундного лазерного импульса на входе, представленную на рис. 2.

Значение времени когерентности в области нулевой групповой дисперсии оптической среды соизмеримо со значением времени когерентности в области нормальной групповой дисперсии. Однако параметр отвечающий за отношение времени

когерентности к длительности спектрального суперконтинуума($b=t_{ког}/t_{имп}$) на выходе меньше в 2 раза.

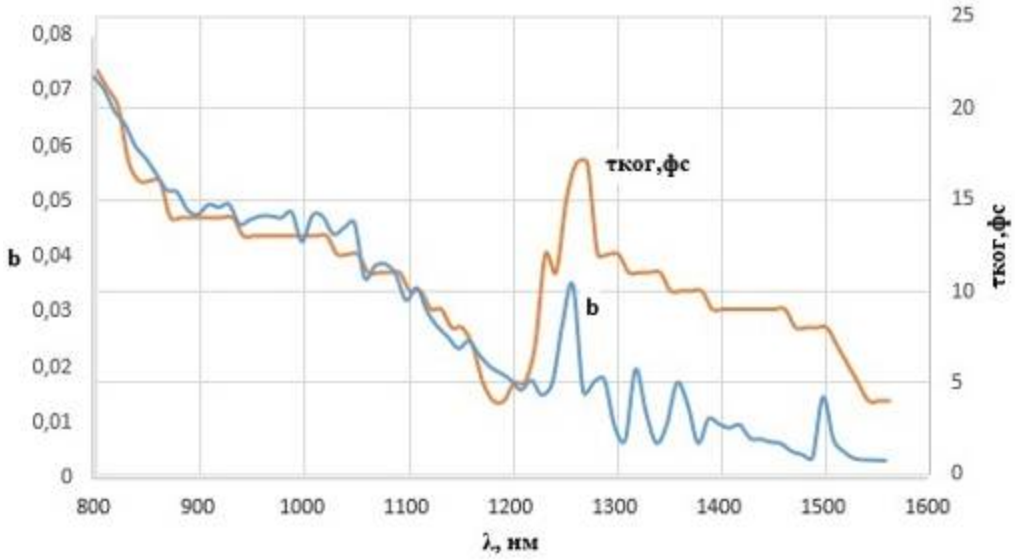


Рис.2 Зависимость времени когерентности и отношения времени когерентности к длительности импульса на выходе от центральной длины фемтосекундного лазерного импульса на входе при длительности исходного импульса τ_p = 40 фс и пиковой интенсивности I = 10^{13} Вт/см^2

1. Мельник М.В., Цыпкин А.Н., Научно-технический вестник информационных технологий, механики и оптики, 3(85), с. 42-46.
2. Humbert G., Wadsworth W., Leon-Saval S., Knight J., Birks T., Russell P.St.J., Lederer M., Kopf D., Wiesauer K., Breuer E., Stifter D., Optics Express, 2006., V. 14., № 4., P. 1596–1603.
3. Козлов С.А., Сазонов С.В., Журнал экспериментальной и теоретической физики, 1997., Т. 111., В. 2., С. 404–418.
4. Ю.А.Шполянский, Проблемы когерентной и нелинейной оптики, Под ред. Гурова И.П. и Козлова С.А., СПб, 2000, С. 136–153.

ДИНАМИКА ФОТОННОГО И СТИМУЛИРОВАННОГО ЭХА В ТОНКОМ СЛОЕ

Магсумов И.Р., Маликов Р.Ф.

Башкирский государственный педагогический университет им. М.Акмуллы, Уфа, Россия

В работе исследованы динамические и спектральные характеристики фотонного и стимулированного светового эха в отраженном и проходящем свете в зависимости от параметров тонкого слоя среды ($L \approx \lambda$) и возбуждающих импульсов электромагнитного поля.

Явление фотонного эха в оптическом диапазоне было предсказано Нагибаровым В.Р. и Копвиллемом У.Х. [1]. Экспериментально это явление было обнаружено Н.Курнитом, И.Абелла и С. Хартманом [2]. Дальнейшее изучение явления фотонного эха, позволили применить этот когерентный эффект для различных спектроскопических приложений [3-5]. В этих работах изложены теоретические обоснования, экспериментальные

исследования и практические приложения этого явления в различных диапазонах частот в газовых и диэлектрических резонансных средах.

В последние годы появились экспериментальные работы связанные с фотонным эхо в тонких пленках [6-7], соответственно в связи с этим актуальным становятся исследования динамики и спектра фотонного и стимулированного эха в тонких пленках как в проходящем, так и в отраженном свете.

Для исследования явления фотонного и нутационного эха использовалась система уравнений Блоха и точного решения уравнений Максвелла для тонкого слоя в виде [8]:

$$\frac{\partial R^{\pm}}{\partial t} = -i\Delta R^{\pm} + \frac{1}{\tau_R} A^{\pm} Z,$$
$$\frac{\partial Z}{\partial t} = -\frac{1}{\tau_R}(A^{-}R^{+} + A^{+}R^{-}), \qquad (1a)$$

$$A^{\pm}(x,t) = A^{\pm}{}_{in}(t - \frac{x}{c}) e^{i\omega_0 \frac{x}{c}} + \frac{1}{L}\int_0^L P^{\pm}(x', t - \frac{|x - x'|}{c}) e^{\mp i \frac{\omega_0}{c}|x - x'|} dx' . \quad (1б)$$

где $Z = \frac{\rho_{bb} - \rho_{aa}}{2}$ и $P^{\pm}(x, t - \frac{|x - x'|}{c}) = \int R^{\pm}(x, t - \frac{|x - x'|}{c}, \Delta) G(\Delta) d\Delta$,

Здесь $\tau_R = \frac{\hbar c}{2\pi\omega_0 N_0 \mu^2 L}$ масштабная единица времени, $G(\Delta)$ - неоднородный контур линии люминесценции, μ- дипольный момент перехода, η-показатель преломления.

Система уравнений (6) описывает самосогласованную задачу о взаимодействии электромагнитного поля (1б) с распределенной системой двухуровневых атомов в тонком слое $(L \approx \lambda)$. Здесь мы использовали приближение только по времени, поэтому данная модель описывает излучение, распространяющееся в двух противоположных направлениях.

Если на активную среду посылается два возбуждающих импульса поля с площадями $\theta_1 = 0.5\pi$, $\theta_2 = \pi$, то мы наблюдаем фотонное эхо на расстоянии t_{12}, если через некоторое время мы направляем следующий зондирующий импульс с площадью поля $\theta_3 = \pi$,, то можно наблюдать стимулированное фотонное эхо на расстоянии $2t_{23}$.

На рис. 1 представлена динамика фотонного и стимулированного эха для длины $L = \lambda$ полученных численным решением системы уравнений (1).

На верхнем рисунке представлена динамика интенсивности входных импульсов на левый торец тонкого слоя (пленки), на нижнем рисунке интенсивности импульсов в проходящем поле с правого торца пленки $L = \lambda$, а также динамика интегральной населенности в конце образца из которого видно как происходит формирование интенсивности проходящих и отраженных импульсов. На среднем рисунке приведена динамика интенсивности в отраженном свете с левого торца пленки. На данных рисунках показаны волновые векторы входных, отраженных и проходящих импульсов света и сформированных импульсов фотонного и стимулированного эха.

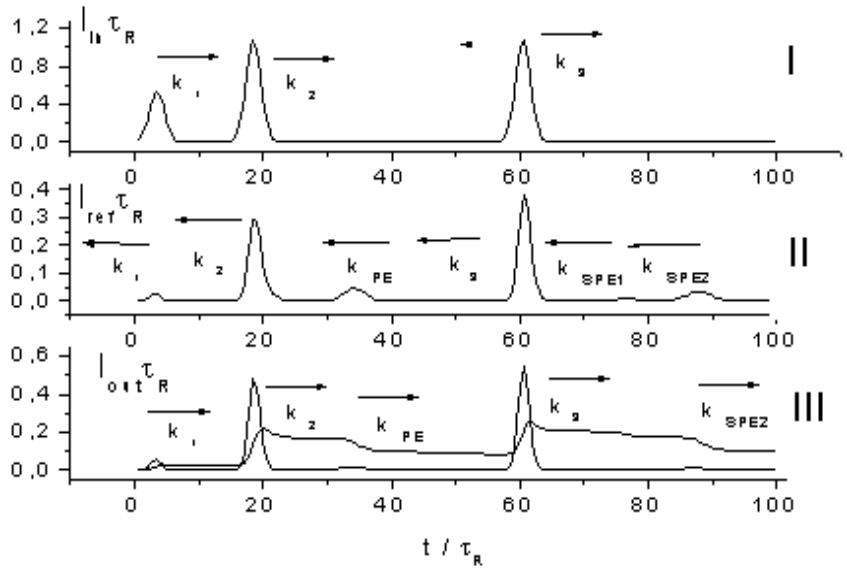


Рис.1. Динамика проходящего и отраженного фотонного и стимулированного эха. I – интенсивности входных импульсов света на левый торец пленки ($x = 0$), II – интенсивности отраженных импульсов света и фотонное эхо от левого торца ($x = 0$), III – выходные импульсы с правого торца пленки ($x = L$). $L = 1\lambda,\ \ \gamma_2^* = 1{,}2\tau_R^{-1},\ \ t_P = 1.2\tau_R$

Среда считается неоднородно-уширенной с шириной линии люминесценции $\gamma_2^* = 1.2\tau_R^{-1}$. Отметим, что отраженное фотонное эхо и отраженное стимулированное световое эхо симметрично по отношению к третьему зондирующему импульсу света. Изменение расстояния между фотонным эхо и третьим зондирующим импульсом, приводит к изменению расстояния между третьим импульсов и отраженным стимулированным фотонным эхо.

На рис.2 представлена картина формирования населенности второго уровня по неоднородному контуру люминесценции по времени в конце образца. Спектр входных импульсов задается примерно равной ширине спектра неоднородного контура. Первый импульс поля площадью $\theta_1 = 0.5\ \pi$ формирует населенность по неоднородному контуру, второй импульс поля с площадью $\theta_2 = \pi$ создает решетку населенности, через время равное времени между импульсами мы наблюдаем импульс поля фотонного эха.

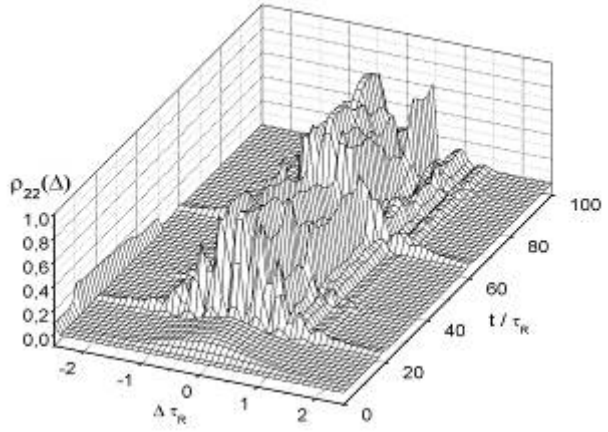


Рис.2. Формирование населенности второго уровня по неоднородному контуру люминесценции по времени в конце образца $L = 1\lambda,\ \ \gamma_2^* = 1{,}2\tau_R^{-1},\ \ t_P = 1.2\tau_R$

Результаты экспериментов по исследованию пиковой интенсивности для отраженного фотонного и стимулированного светового эха в зависимости от длины образца показывает, что для отраженного фотонного и стимулированного эха

интенсивность периодична на длине волны, в проходящем свете фотонное эхо пиковая интенсивность не изменяется (const).

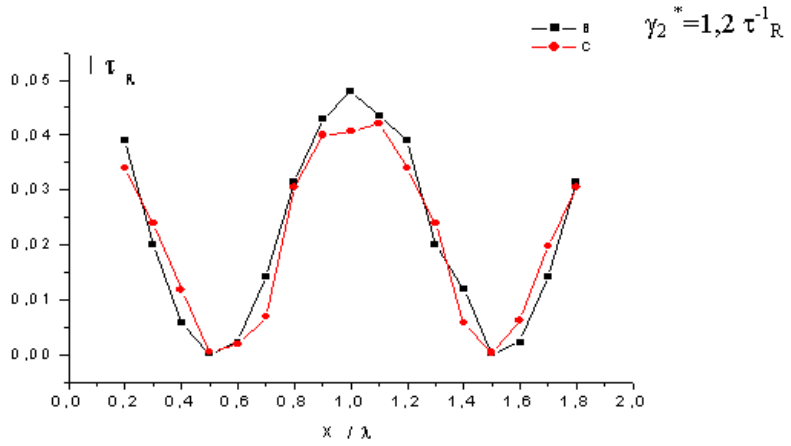


Рис. 3. Зависимость пиковой интенсивности фотонного (*B*) и стимулированного (*C*) эха в отраженном свете от длины образца $t_P = 1{,}2\tau_R$, $t_{12}=15\tau_R$, $t_{23}=40\tau_R$,

Пиковая интенсивность отраженного фотонного эха рис. 4(б) слабее, чем фотонное эхо в проходящем свете рис.4(а) и это сохраняется при увеличении ширины неоднородного контура линии люминесценции. Спектр возбуждающих импульсов постоянна и должна быть порядка ширины неоднородного контура, увеличение ширины неоднородного контура приводит к сужению полосы возбужденных атомов, соответственно уменьшению пиковой интенсивности фотонного эха. Для отраженной волны пиковая интенсивность фотонного эха возрастает при увеличении задержки между возбуждающими импульсами рис.4(в)

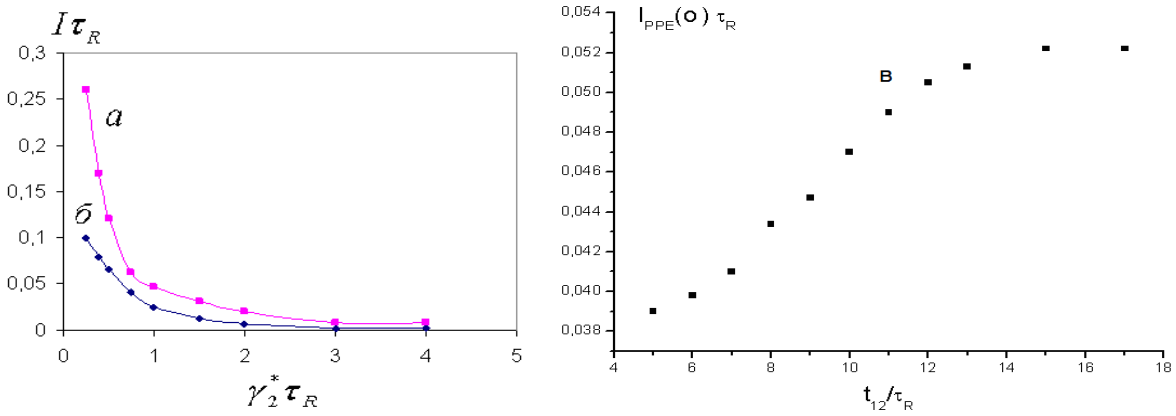


Рис.4. Пиковая интенсивность проходящего (а), отраженного (б) фотонного эха в зависимости от неоднородного уширения линии люминесценции и от длительности задержки между возбуждающими импульсами (в).

1. У.Х. Копвиллем, В.Р. Нагибаров, *ФММ,* **15**, С.315, (1963).
2. N.A. Kurnit, I.D.Abella, S.R.Hartmann, *Phys. Rev.Lett.*, 13, P. 567, (1964).
3. Э.А.Маныкин, В.В. Самарцев. *Оптическая эхо-спектроскопия,* М.: Наука, 270 с., (1984).
4. В.А.Голенищев-Кутузов, В.В.Самарцев, Б.М.Хабибуллин, *Импульсная оптическая и акустическая когерентная спектроскопия,* М.: Наука, 222 с., (1988).
5. И.В.Евсеев, Н.Н.Рубцова, В.В.Самарцев. *Когерентные переходные процессы в оптике,* М.: Физматлит, 536с., (2009).
6. Зуйков В.А., Лобков В.С., Салихов К.М. и др., *Изв. РАН, сер. физическая*, **70**, с. 473-476, (2006).

7. В.Г.Беспалов, Н.С Вашурин, С.А.Козлов и др. *Оптика-2011*, СПб: НИУИТМО, **1, с**.250, (2011).

8. M.G.Benedict, A.M.Ermolaev, V.A.Malyshev, I.V.Sokolov, E.D.Trifonov, *Super-radiance: multiatomic coherent emission* / Published by Institute of Physics Publishing, wholly owned by The Institute of Physics, London, 326 p., (1996).

РАЗРАБОТКА ГИБРИДНОЙ ПОЛНОСТЬЮ ВОЛОКОННОЙ ЭРБИЙ-ТУЛИЕВОЙ ЛАЗЕРНОЙ СИСТЕМЫ ДЛЯ ГЕНЕРАЦИИ ФЕМТОСЕКУНДНЫХ ИМПУЛЬСОВ В 2 МКМ ДИАПАЗОНЕ ДЛИН ВОЛН

Коптев М.Ю., Анашкина Е.А., Андрианов А.В., Ким А.В.

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт прикладной физики Российской академии наук, Н. Новгород, Россия

В ходе данной работы была создана гибридная эрбий-тулиевая волоконная лазерная система. Были исследованы два режима ее работы: генерация фемтосекундных импульсов длительностью 140 фс и энергией 6 нДж и режим генерации чирпированых импульсов длительностью 35 пс и энергией 200 нДж.

Фемтосекундные лазеры в настоящее время находят множество применений в промышленности, метрологии, биологии, медицине и многих других областях. Волоконные фемтосекундные лазеры по сравнению с твердотельным обладают рядом преимуществ, такими как компактность, высокая стабильность, отсутствие необходимости в юстировке и простота изготовления. В настоящее время большие достижения по генерации мощных фемтосекундных импульсов получены в одномикронном (иттербиевые волоконные лазеры) и полуторамикронном (эрбиевые волоконные лазеры) диапазонах длин волн. В среднем ИК-диапазоне длин волн существующие волоконные лазеры имеют на порядок меньшие мощности, что существенно ограничивает их использование.

В ходе данной работы была разработана полностью волоконная фемтосекундная лазерная система с центральной длиной волны 2 мкм. Схема экспериментальной установки представлена на рис.1. За основу был взят эрбиевый волоконный лазер, генерирующий последовательность импульсов с частотой 50 МГц и длительностью 150 фс на длине волны 1,56 мкм [2]. Затем сигнал лазера усиливался и, для достижения большей пиковой мощности, прореживался акустооптическим модулятором до частоты 5 МГц. Для конвертации длины волны в двухмикронную область использовался отрезок высоконелинейного световода со смещенной дисперсией. Полученный в результате сигнал поступал на усилитель, выполненный на основе тулий-иттербиевого волокна с двойной оболочкой и мощной многомодовой накачкой лазерными диодами на длине волны 975 нм.

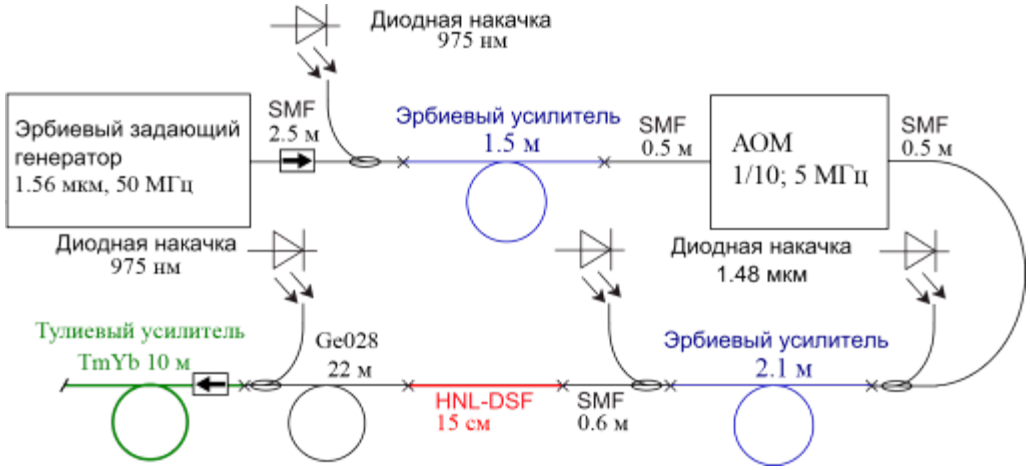
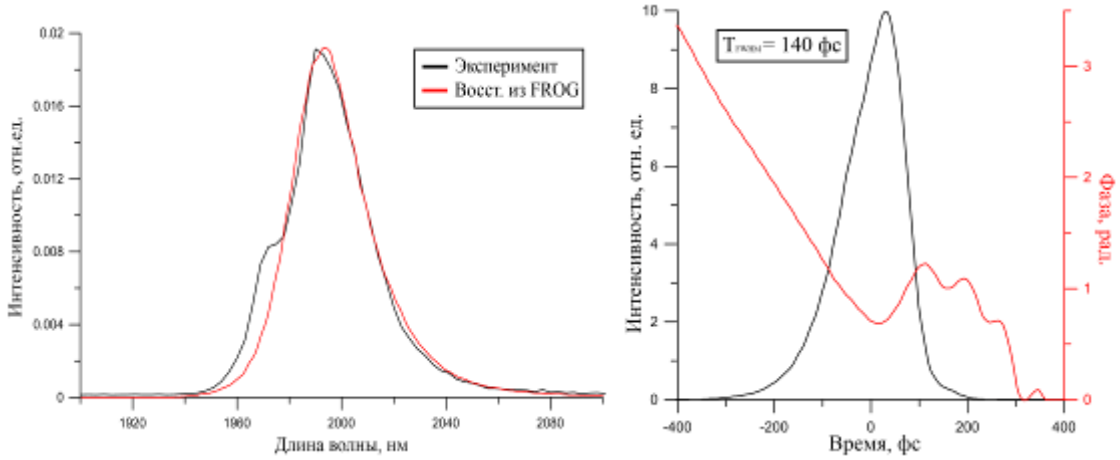


Рис. 1. Схема экспериментальной установки

В режиме генерации фемтосекундных импульсов для компенсации дисперсии тулиевого усилителя использовался отрезок германатного световода с нормальной дисперсией на длине волны 2 мкм. Его длина определялась экспериментально и составила 22метра.

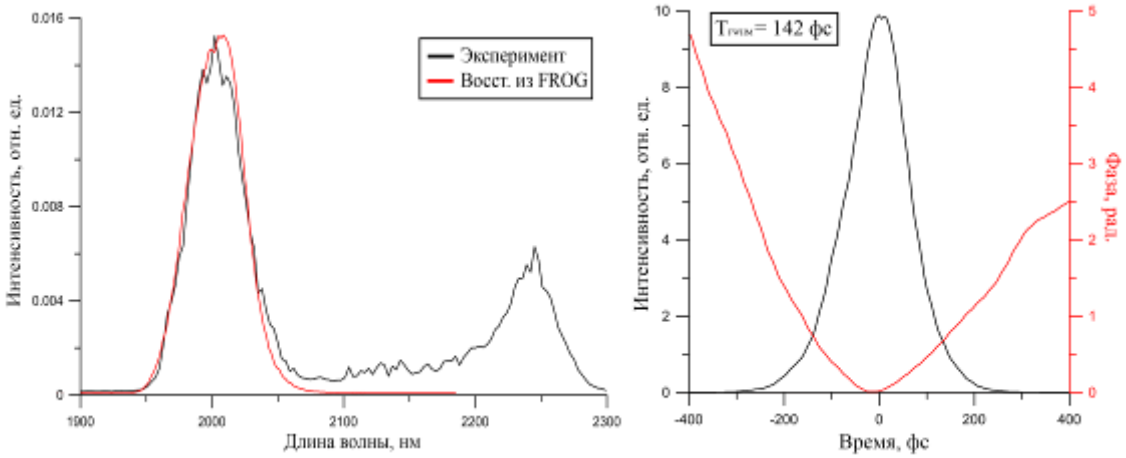


а) б)

Рис. 2. Результаты FROG измерений длительности импульсов, при мощности 30 мВт: а) сравнение экспериментального и восстановленного спектров, б) восстановленные из FROG форма импульса и фаза

Измерения характеристик выходного сигнала производилось с помощью установки FROG [3], которая позволяет не только измерить длительность импульса, но и восстановить его форму и распределение фазы. На рис.2 представлены результаты измерений при выходной мощности 30 мВт. Восстановленный из FROG спектр практически совпадает с экспериментально измеренным. Длительность импульса составила 140 фс, а энергия – 6 нДж.

При увеличении мощности накачки тулиевого усилителя наблюдалось отделение от основного импульса Рамановского солитона, который смещался на длину волны 2.3 мкм. (рис. 3)



а) б)

Рис. 3. Результаты FROG измерений длительности импульсов, при мощности 40 мВт: а) сравнение экспериментального и восстановленного спектров, б) восстановленные из FROG форма импульса и фаза

Его длительность составила примерно 150 фс, тогда как длительность основного – 142 фс при энергии 5 нДж.

Также была исследована возможность получения чирпированных импульсов для последующего сжатия решеточным компрессором. Для этого отрезок германатного световода был заменен отрезком стандартного волокна SMF-28 длиной 30 м.

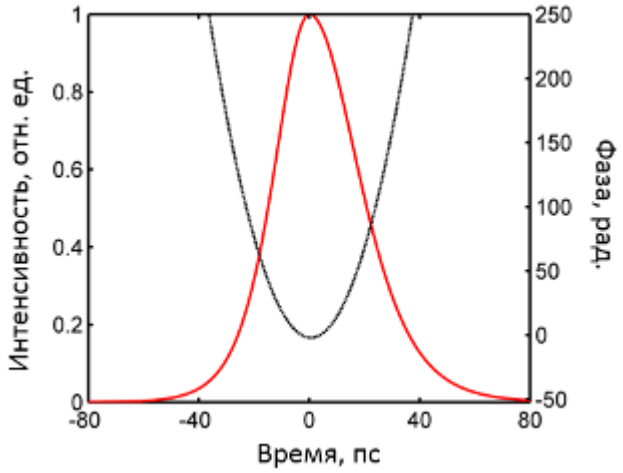


Рис. 4. Форма импульса (красный) и фаза (черный) восстановленные из FROG для чирпированного импульса

В результате нам удалось получить чирпированные импульсы длительностью 35 пс и с энергией 200 нДж. На рисунке 4 представлены результаты FROG измерений, анализируя которые следует, что данные импульсы могут быть сжаты решеточным компрессором до длительности 120 фс.

1.Agrawal G. Applications of Nonlinear Fiber Optics. Academic Press, (2001).

2.Nelson L.E., Jones D.J., Tamura K.,. Haus H.AIppen, E.P. Ultrashort-pulse fiber ring lasers, *Applied Physics B* **65**, p.277–294, (1997).

3.Томин П.Ю. Обратная задача измерения параметров фемтосекундного лазерного импульса, Москва, (2006).

ФИЗИКА ЛАЗЕРОВ И ЛАЗЕРНЫЕ ТЕХНОЛОГИИ

УСТНЫЕ ДОКЛАДЫ

МНОГОЛУЧЕВАЯ ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ В МИКРОЧИП-ЛАЗЕРЕ С ВНУТРИРЕЗОНАТОРНОЙ ГЕНЕРАЦИЕЙ ВТОРОЙ ГАРМОНИКИ

Керопян М.И.*

ЗАО «Спектралус», Ереван, Армения
*Институт физических исследований НАН РА, Аштарак, Армения

Экспериментально исследован микрочип-лазер на основе кристаллов Nd:YVO_4 и MgOPPLN. Обнаружены периодические осцилляции в зависимости выходной мощности лазера от температуры. Установлено, что осцилляции обусловлены многолучевой интерференцией волн второй гармоники в плоскопараллельной пластине нелинейного кристалла.

Исследован «зеленый» (λ=532нм) микрочип-лазер с внутрирезонаторной генерацией второй гармоники (ГВГ), разработанный для использования в компактных лазерных проекторах[1]. Микрочип-лазер представляет собой сборку из плоскопараллельных пластин активного элемента (АЭ) и нелинейного кристалла (НК), посаженных на оптический контакт. В качестве АЭ используется кристалл Nd:YVO_4 длиной 1.5мм. Для ГВГ используется ниобат лития с периодической доменной структурой и допированный окисью магния (MgOPPLN). Длина НК также составляет 1.5мм.

Зеркала резонатора $\mathbf{З_1}$ и $\mathbf{З_2}$ напылены непосредственно на внешние поверхности активного элемента и нелинейного кристалла, соответсвенно, и являются глухими (R>99.8%) для излучения с λ=1064нм. Зеркало $\mathbf{З_1}$ является глухим также для λ=532нм, и имеет антиотражающее покрытие на λ=809нм для ввода излучения накачки полупроводникового лазерного диода. Выходное зеркало $\mathbf{З_2}$ имеет антиотражающее покрытие для λ=532нм. Температура микрочип-лазера контролируется с помощью элемента Пельтье. Для стабилизации длины волны накачки температура лазерного диода поддерживается постоянной с помошью второго элемента Пельтье. Точность поддержания температуры в обоих случаях составляет 0.1°C.

При исследовании характеристик микрочип-лазеров обнаружено два типа зависимостей выходной мощности от температуры: достаточно гладкие кривые с полной шириной на полувысоте примерно 20-25°C (Рис.1а), и кривые с ярко выраженными периодическими осцилляциями (Рис.1б) с периодом (5.4±0.7)°C .

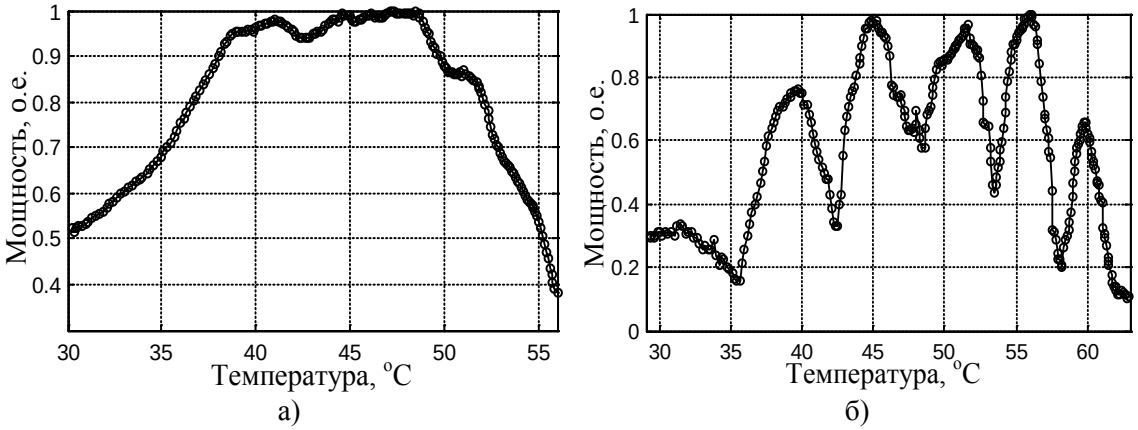


Рис. 1. Два типа температурной зависимости выходной мощности микрочип-лазера.

Спад мощности за пределами интервала 20-25°C обусловлен температурной шириной синхронизма δT для квазисинхронной ГВГ в кристалле MgOPPLN. В приближении плоских волн расчетное значение δT для кристалла длиной 1.5мм составляет 18.4°C.

Установлено, что осциллирующий характер кривой наблюдается только для микрочип-лазеров с заметным отражением от границы контакта ($R_{гр} \geq$ 1-2%) Разумно предположить, что осцилляции обусловлены многократными отражениями в НК. Для проверки этого предположения была проведена серия экспериментов по однопроходной ГВГ в плоскопараллельных пластинах НК. Исследовалась температурная зависимость мощности однопроходной ГВГ для пластины НК, идентичной пластине, используемой в микрочип-лазере, а также для пластин различных длин. В качестве источника накачки использовался непрерывный одночастотный лазер (1064нм) мощностью 100мВт. На рис.2а представлена экспериментальная кривая зависимости мощности однопроходной ГВГ от температуры для пластины НК длиной 1.5мм. Важно отметить, что период осцилляций составляет (5.1±0.5)°C, что с хорошей точностью совпадает с периодом температурной зависимости микрочип лазера (Рис.1б). Для пластин MgOPPLN с длинами 1. 17мм и 0.86мм измеренные периоды осцилляций составляли, соответственно, (6.3±0.5)°C и (8.5±0.5)°C, то есть, период осцилляций коррелирует с длиной НК. Для выяснения роли многократных отражений в НК излучений 1064нм и 532 нм был проведен эксперимент с пластиной НК, имеющей дихроичные покрытия с обеих сторон (C1 и C2) со следующими параметрами: C1, R>99.8% для 1064нм, R<0.5% для 532нм (идентично выходному зеркалу микрочип-лазера), и C2, R<0.3%для 1064 нм, R>99.8% для 532нм. Температурная кривая однопроходной ГВГ для этого образца оказалась совершенно гладкой. Эти результаты позволяют сделать вывод о том, что необходимым условием возникновения осцилляций являются многократные отражения волн излучения 1064 нм в НК. После каждого отражения волна основного излучения генерирует вторую гармонику (ВГ), и многолучевая интерференция волн ВГ приводит к осцилляциям в температурной зависимости мощности ВГ.

Для расчета температурной зависимости мощности при однопроходной ГВГ отметим, что изменение температуры приводит к изменению условий синхронизма (за счет dn/dT), и следовательно, амплитуды волны ВГ. Изменение температуры приводит также к изменению длины НК из-за теплового расширения, и следовательно, к изменению разности хода между интерферирующими волнами. Следуя известной процедуре вывода формулы Эйри для многолучевой интерференции, и учитывая вышеуказанное влияние температуры, можно получить следующее выражение для температурной зависимости мощности для номинально однопроходной ГВГ

$$P \propto \left(\frac{sin\frac{\Delta kl}{2}}{\frac{\Delta kl}{2}}\right)^2 \frac{1}{1+F\,sin^2\left(\frac{\delta}{2}\right)}, \qquad (1)$$

где Δk фазовая расстройка для квазисинхронной ГВГ [2],

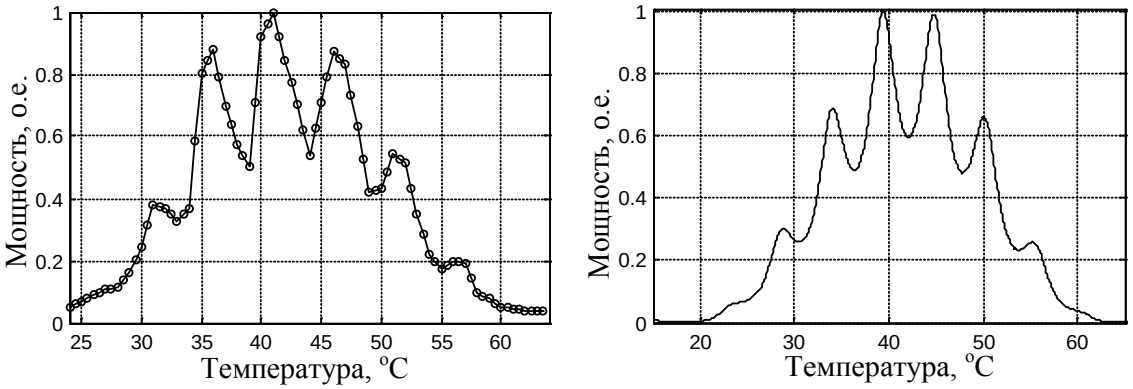
$$\Delta k(\Delta T) = 2\pi\left[\frac{n_2(\Delta T)}{\lambda_2} - \frac{2n_1(\Delta T)}{\lambda_1} - \frac{1}{\Lambda(\Delta T)}\right], \qquad (2)$$

δ разность фаз между двумя соседними интерферирующими лучами второй гармоники.

$$\delta(\Delta \mathrm{T}) = \frac{4\pi}{\lambda_2} l n_{02}(1 + \alpha\Delta T), \qquad (3)$$

l длина кристалла при комнатной температуре, $F = 4R/(1-R)^2$ фактор резкости, $R = \sqrt{R_1^* R_2^*}$, R_1^* и R_2^* «эффективные» коэффициенты отражения для λ=532нм, $n_1(\Delta T)$ и $n_2(\Delta T)$ показатели преломления для волн основного излучения и второй гармоники, $\Lambda(\Delta T)$ период доменной структуры в НК, α коэффициент линейного теплового расширения, n_{02} средний показатель преломления для волны второй гармоники в интервале сканирования температуры.

Учитывая, что амплитуда волны ВГ пропорциальна квадрату амплитуды волны основной частоты, «эффективные» коэффициенты отражения для λ=532нм определяются соотношениями: $R_1^* = R_1^2$ и $R_2^* = R_2^2$, где R_1 и R_2 коэффициенты отражения торцов НК для излучения основной частоты. Расчетная зависимость мощности от температуры, выражаемая уравнением (1), показана на рис.2б.



а) б)

Рис.2. Мощность однопроходной ГВГ в зависимости от температуры для пластинки НК,идентичной используемой в микрочип-лазере: а) экспериментальная кривая, период осцилляций составляет $\tau = (5.1 \pm 0.5)°C$, б) расчеты по формуле (1), $\tau = 5.4°C$.

Как видно из сравнения кривых на рис.2, результаты расчета хорошо согласуются с данными эксперимента по однопроходной ГВГ. Период осцилляций мощности второй гармоники можно с высокой степенью точности считать равным периоду сомножителя $\left[1 + F\,sin^2(\delta/2)\right]^{-1}$. Учитывая, что максимумы мощности соответсвуют значениям разности фаз $\delta = (2N-1)\pi, N = 1,2,3 \ldots$ находим температурный интервал τ между максимумами (температурный период осцилляций)

$$\tau \approx \frac{\lambda_2}{2\alpha l n_{02}} \qquad (4)$$

В резонаторе микрочип-лазера, где волна основного излучения многократно проходит через АЭ и НК, следует ожидать усиления эффекта многолучевой интерференции, и даже небольшое отражение от границы контакта может приводить к заметной амплитуде осцилляций в температурной зависимости мощности.

1. S. Essaian, J. Khaydarov, S. Slavov, V. Ter-Mikirtychev, G. Gabrielyan, M. Kerobyan, and S. Soghomonyan, *Proc of SPIE* **v.8240**, pp. 824001-1-824001-8, (2012).

2. M.M. Fejer, G.A. Magel, D.H. Jundt, and R.L. Byer, *IEEE J. of Quantum Electronics*, **28**, N11, pp. 2631-2654, (1992).

ИССЛЕДОВАНИЕ ЛАЗЕРНОЙ ДЕСОРБЦИИ НИТРОАРОМАТИЧЕСКИХ МОЛЕКУЛ С ПОМОЩЬЮ СПЕКТРОМЕТРА ПРИРАЩЕНИЯ ИОННОЙ ПОДВИЖНОСТИ

А. Э. Акмалов, Г. Е. Котковский, А. В. Сычев, А. А. Чистяков

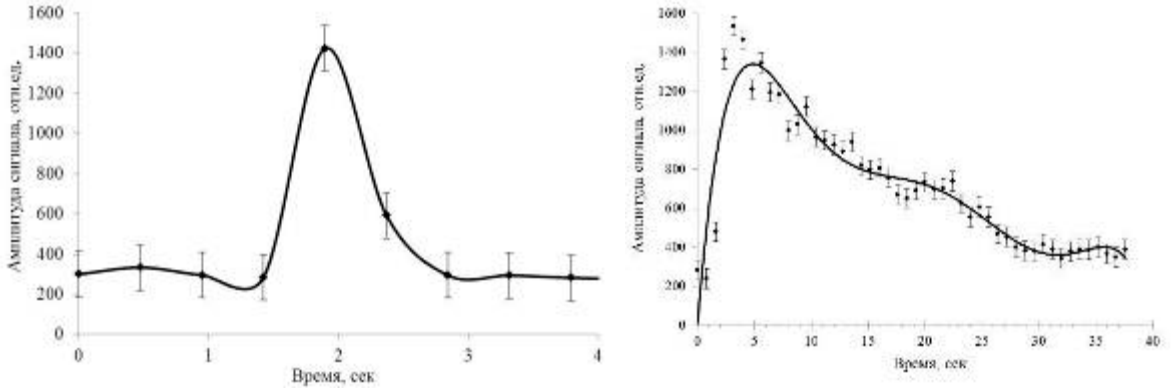
Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ, Москва, Россия

Реализован метод анализа вещества, который объединяет лазерную десорбцию молекул аналита и лазерную ионизацию воздушной пробы со спектрометрией приращения ионной подвижности. Представлены результаты детектирования взрывчатых веществ на основе нитросоединений. Показано, что лазерная десорбция нитросоединений с металла сопровождается их разложением на поверхности и выходом фрагментов.

В настоящее время востребованной и актуальной задачей является разработка методов повышения чувствительности газоанализаторов для регистрации сверхмалых концентраций взрывчатых веществ в воздухе. Для решения поставленной задачи нами был разработан десорбционный высокочувствительный лазерный спектрометр приращения ионной подвижности.

Была получена кинетика термо- и лазерной десорбции молекул нитросоединений. Режим лазерной десорбции реализован в области до 20 см от края устройства отбора пробы спектрометра выходящим из него фокусированным лазерным лучом с плотностью мощности 10^6–10^8 Вт/см^2. В работе использовалось импульсное излучение 4-й гармоники лазера YAG:Nd^{3+}, $\lambda = 266$ нм. Образцы состояли из подложки из алюминиевой фольги или кварцевого стекла с высаженным на ней раствором исследуемого вещества в ацетонитриле. Десорбция производилась единичным лазерным импульсом, полученная в результате проба ионизировалась в газовой фазе многими лазерными импульсами. Для исследования процессов термодесорбции образцы на фольге помещались в термодесорбционный нагревательный модуль, установленный на входном канале спектрометра, где они нагревались в течение 1 - 2 с до 80°С.

Из сравнения временных зависимостей сигнала от 10 нг ТНТ (рис. 1) видно, что термодесорбция протекает на порядок медленнее лазерной.



а) б)

Рис. 1. Кинетика десорбции молекул ТНТ от одного лазерного импульса (**а**) и термодесорбции 10 нг ТНТ (**б**).

На рис. 2 приведены спектры приращения ионной подвижности для отрицательных ионов при регистрации паров нитросоединений, полученные в режиме без выхода лазерного излучения из спектрометра. Видно, что спектр ТНТ представлен несколькими

пиками. Основной пик при напряжении 4–6 В, как показано в [1], соответствует иону $(ТНТ\text{-}Н)^-$, которые также регистрируются при воздействия лазерного излучения на молекулы, сорбированные на поверхности алюминиевой фольги (рис. 3). Однако, при десорбции ТНТ получен еще один интенсивный ионный пик, находящийся в диапазоне компенсирующего напряжения 0–2 В. Согласно результатами масс-спектрометрических исследований [2] определено, что этот ионный пик соответствует окиси азота. Образование NO при воздействии на нитросоединения лазерного излучения с плотностью мощности 10^6–10^7 Вт/см^2 является результатом диссоциации молекул в нижнем триплетном состоянии [3].

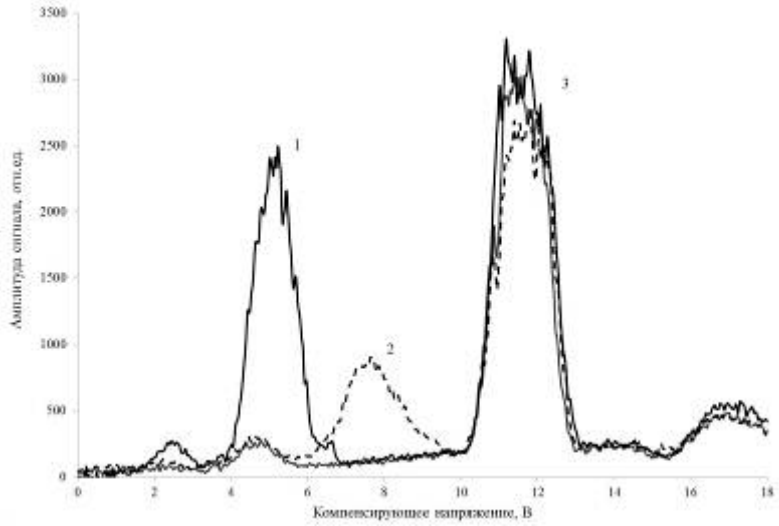


Рис. 2. Спектры приращения ионной подвижности отрицательных ионов при регистрации паров нитросоединений. *1* – ТНТ; *2* – гексоген; *3* – фоновый сигнал. Октоген не зарегистрирован.

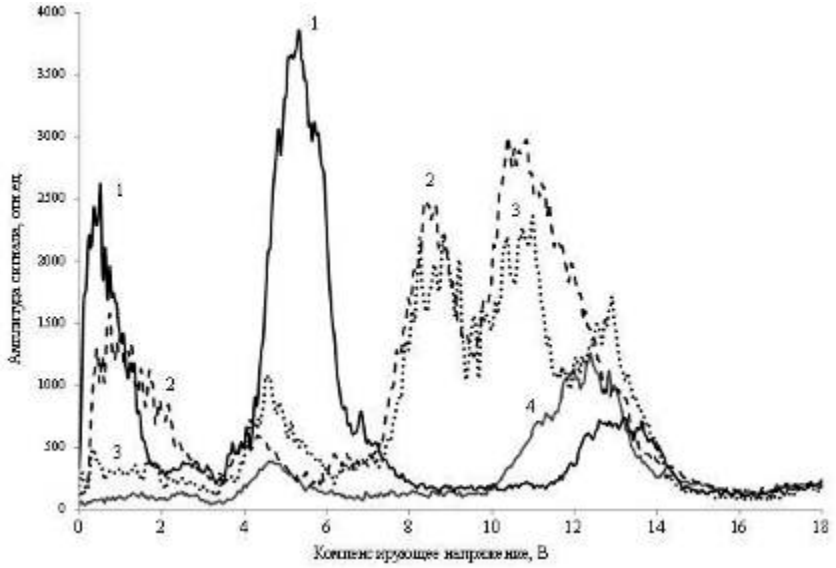


Рис. 3. Спектры приращения ионной подвижности отрицательных ионов при регистрации в режиме лазерного воздействия на молекулы, сорбированные на поверхности алюминиевой фольги. *1* – ТНТ; *2* – гексоген; *3* – октоген; *4* – фоновый сигнал.

Аналогичная картина наблюдается и для гексогена. Регистрация в спектре NO, как и для ТНТ, указывает на диссоциацию молекул гексогена. Вместе с тем видно, что спектр образован более сложным составом фрагментов в сравнении с ТНТ. Можно предположить, что в данном случае диссоциация протекает с образованием нескольких молекулярных фрагментов.

Полное отсутствие регистрации октогена в режиме без лазерного воздействия на поверхность (см. рис. 2) объясняется чрезвычайно низким давлением насыщенных паров этого вещества (~10^{-15} г/см^3). Однако при переходе к режиму лазерной десорбции (см. рис. 3) октоген устойчиво регистрируется в виде ионного пика NO, пика при напряжении 4–6 В и пика, совпадающего с пиком гексогена.

1. А.А. Вебер, Г.Е. Котковский, И.Л. Мартынов, А.А. Чистяков, *Химическая физика*, **29**, № 8, с. 20, (2010).

2. A.N. Artsyukhovich, Yu.A. Bykovsky, A.A. Chistyakov, M.M. Potapov, *Laser Physics*, **3**, p. 456, (1992).

3. А.А. Чистяков, *Дисс. докт. физ.-мат. Наук*, Москва, МИФИ, (1998).

РЕГУЛЯРНАЯ НЕЛИНЕЙНАЯ ДИНАМИКА В ВИДЕ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТИ ПРЯМОУГОЛЬНЫХ ИМПУЛЬСОВ В ЛАЗЕРЕ С УПРАВЛЕНИЕМ ДВУМЯ ОТРИЦАТЕЛЬНЫМИ ОБРАТНЫМИ СВЯЗЯМИ

М.В. Горбунков, Ю.Я. Маслова, Ю.В. Шабалин

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук,
Москва, Россия

Предложена система отпоэлектронных обратных связей, позволяющая на основе твердотельного лазера реализовать режим генерации последовательности прямоугольных импульсов с плавно регулируемым периодом, намного превышающим время обхода светом резонатора.

Управление лазером с помощью двух обратных связей позволяет существенно обогатить режимы регулярной нелинейной динамики[1,2]. Особое внимание уделялось комбинации оптоэлектронных положительной и отрицательной обратных связей, основанных на применении внутрирезонаторного электрооптического модулятора. В данной работе рассмотрена нелинейная динамика лазера, который управляется задержанными друг относительно друга двумя оптоэлектронными отрицательными обратными связями.

Известно, что в лазере, управляемом одной отрицательной обратной связью с задержкой, превышающей время обхода светом резонатора T_r, при увеличении усиления режим стабилизации амплитуды излучения переходит в режим регулярной нелинейной динамики. Вначале огибающая приобретает гармоническую модуляцию, а при дальнейшем повышении усиления происходит формирование отдельных импульсов. Рост усиления приводит к увеличению периода следования импульсов и их скважности. Существует предельное значение усиления, при достижении которого происходит хаотизация режима по сценарию, отличному от сценария удвоения периода и соответствующему наличию хаотического аттрактора шильниковского[3] типа. В итоге максимальный период следования импульсов не превышает нескольких десятков T_r.

Для существенного увеличения периода было предложено перейти к управлению с помощью комбинации положительной и отрицательной обратных связей. При этом важно, что действие положительной связи должно опережать действие отрицательной на время обхода светом резонатора. С помощью такой комбинации обратных связей была получена генерация микроцугов пикосекундных импульсов с периодами от десятков до сотен T_r. Режим с периодом порядка сотни T_r позволит существенно повысить эффективность генерации рентгеновского источника лазерно-электронного типа[4].

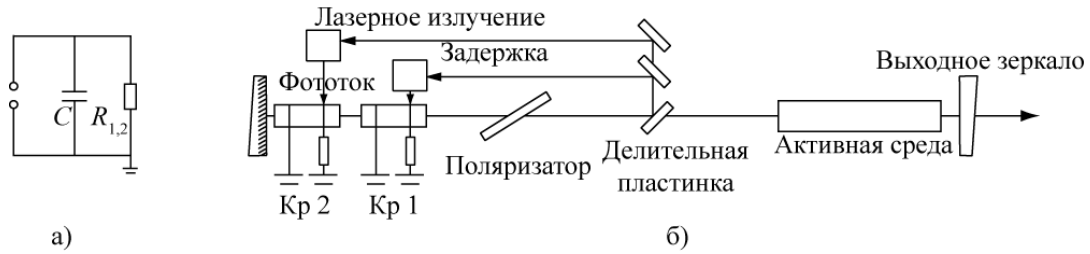


Рис. 1. а) схема управляющей цепи электрооптического кристалла; б) схема лазера с управлением двумя оптоэлектронными обратными связями на основе двухсекционного (кристаллы Кр1 и Кр2) электроопрического модулятора

Существует ряд практических применений, для которых необходимы последовательности цугов ультракоротких импульсов с огибающей прямоугольной формы. В настоящей работе предлагается реализовать такие режимы с помощью комбинации отрицательных обратных связей, задержанных друг относительно друга. Схематически такая система представлена на рис. 1б. В упрощенном виде схема управления каждого электрооптического модулятора может быть представлена как *RC*-цепочка (рис. 1а), емкостью которой является емкость кристалла модулятора C, а величина сопротивлений $R_{1,2}$ задает постоянные времени затухания. Характерным временным масштабом задержки и постоянной затухания является T_r. Для реализации такой схемы управления на практике оптимально подходит двухсекционный термокомпенсированный электрооптический модулятор.[5]

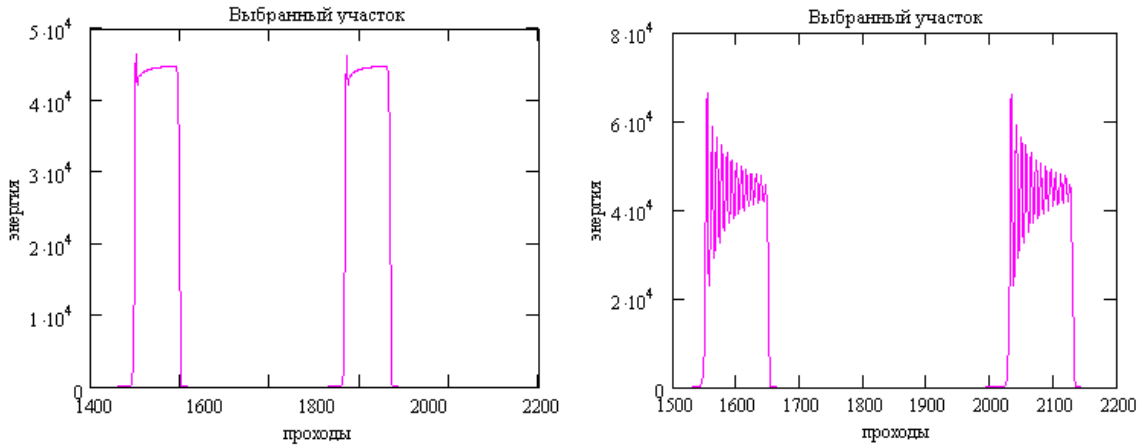


Рис. 2. Динамика систем, управляемых двумя отрицательными обратными связями: а) с задержкой $T_r/20$ и $RC_1 = T_r$ и задержанной на $100T_r$ с $RC_2 = 2T_r$; б) задержанной дополнительно на T_r с $RC_1 = T_r$ и задержанной на $100T_r$ с $RC_2 = 2T_r$. Относительная чувствительность второй обратной связи составляет 0.8, усиление в 1.9 раза превышает пороговое

Численное моделирование нелинейной динамики лазерной системы с учетом тонкой временной структуры проводилось в программном комплексе[5] для расчета кинетики твердотельного лазера с оптоэлектронным управлением. Методика расчетов основана на подходе, в котором для выбранных значений задержек в цепях обратной связи прослеживается тонкая временная структура излучения на временах, много меньших времени обхода светом резонатора с учетом конечной ширины линии усиления активной среды и шумового вклада спонтанного излучения. В модели используется последовательный (от прохода к проходу) расчет интенсивности лазерного излучения, фототока, напряжения и пропускания электрооптического модулятора.

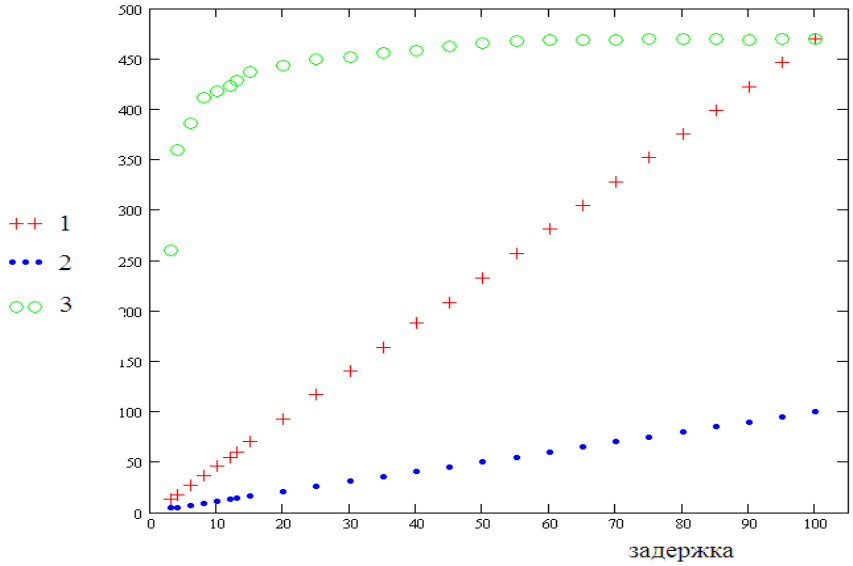


Рис. 3. Период (1), длительность (2) и скважность×100 (3) пульсаций лазера, управляемого двумя отрицательными обратными связями: безынерционной с $RC_1 = T_r$ и задержанной с $RC_2 = 2T_r$ в зависимости от задержки (в единицах T_r) при постоянном значении превышения усиления над порогом 90%. Выход скважности на постоянный уровень соответствует развитию прямоугольной формы импульсов (оценочно при задержках второй обратной связи, превышающих $20T_r$)

Наилучший результат с точки зрения генерации прямоугольных импульсов достигается при задержке в первой цепи обратной связи, намного меньшей T_r. При этом реализуется режим самосинхронизации мод, и прямоугольная огибающая наполнена последовательностью коротких мпульсов[5], следующих с интервалом T_r. Введение дополнительной задержки на один проход в цепи первой обратной связи приводит к изменению вида огибающей и развитию высокочастотных пульсаций (рис. 2б). Моделирование показало, что период огибающей определяется задержкой второй обратной связи и растет прямо пропорционально ей, а скважность стремится к постоянному значению (рис. 3).

Таким образом, применение двух отрицательных обратных связей позволяет реализовать нелинейную динамику в виде прямоугольных пульсаций с периодом, прямо пропорциональным большей из задержек. При этом необходимо, чтобы задержка одной связи была намного меньше времени обхода светом резонатра, а задержка второй обратной связи была больше $20T_r$. Такую систему целесообразно строить на основе волоконно-оптических лазеров, где задержка задается длиной волокна. Авторы выражают благодарность А.В. Виноградову, В.А. Петухову и М.А. Семенову за полезные обсуждения. Работа проведена при поддержке Программы фундаментальных исследований ОФН РАН «Фундаментальные проблемы фотоники и физика новых оптических материалов» и УНК ФИАН.

1. M.V. Gorbunkov, Yu.Ya. Maslova, V.A. Petukhov, M.A. Semenov, Yu.V. Shabalin, A.V. Vinogradov, *Appl. Opt.*, **48**, Issue 12, pp. 2267-2274, (2009).

2. K.A. Bubnov, M.V. Gorbunkov, S.M. Kutuzov, Yu.Ya. Maslova, V.A. Petukhov, M.A. Semenov, Yu.V. Shabalin, *Proc. SPIE*, **7993**, pp. 79930S-1--79930S-10, (2011).

3. F.T. Arecchi, W. Gadomski, A. Lapucci, H. Mancini, R. Meucci, J.A. Roversi, *JOSA B*, **5**, pp.1153-1159, (1988).

4. M.V. Gorbunkov, Yu.Ya. Maslova, A.V. Vinogradov, *NIM A*, **608**, pp. S32-S35, (2009).

5. М.В. Горбунков, А.В. Коняшкин, П.В. Кострюков, В.Б. Морозов, А.Н. Оленин, В.А. Русов, Л.С. Телегин, В.Г. Тункин, Ю.В. Шабалин, Д.В. Яковлев, *КЭ*, **35**, 1, с. 2-6, (2005).

6. M.V. Gorbunkov, Yu.V. Shabalin, *Proc. SPIE*, **4751**, pp. 463-470, (2002).

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ ПРОДОЛЬНОЙ НАКАЧКИ В ГРАДИЕНТНОМ ЛАЗЕРНОМ КРИСТАЛЛЕ

Налбантов Н., Строганова Е.В., Галуцкий В.В.

Кубанский государственный университет, Краснодар, Россия

Проведено моделирование базовых генерационных свойств лазерных кристаллов с различными концентрационными профилями активных центров без учета тепловых эффектов на основании кристаллов Yb^{3+}:YAG.

Разработанная в КубГУ методика выращивания кристаллов с жидкостной подпиткой по Чохральскому позволяет получать лазерные кристаллы с различным функциональным распределением примесей по длине кристалла[1]. Таким образом, становится актуальным вопрос о выборе наиболее эффективного с точки зрения энергетических параметров лазерной системы распределения активных ионов в кристаллической матрице. Результаты теоретических расчетов для кристаллов алюмоиттриевого граната, легированных иттербием, показали возможность повышения квантовой эффективности продольной накачки в градиентном кристалле до 20-30% по сравнению с однородно активированными образцами[2, 3].

Целью данного исследования было создание визуализируемой математической модели, позволяющей рассчитать влияние формы концентрационного профиля на распределение мощности электромагнитного поля лазерного излучения внутри резонатора.

На первом этапе работы была создана одномерная модель усиливающей среды, в которой распространяется плоская электромагнитная волна. Мощность поля $P_{изл}$ зависит от амплитуды накачки $E_{нак}$ и свойств активной среды, которые входят в амплитудный коэффициент K (1):

$$P_{изл} = \left[E_{нак}\sqrt{K}\exp\{i(\omega_0\tau_0 - k_0 l)\}\right]^2, \qquad K = \exp(\sigma_{погл}F(l)N_{RE}l), \tag{1}$$

где $\sigma_{погл}$ – сечение поглощения рабочего перехода, см^2; F(l) – функциональный вид продольного градиента концентрации активных ионов (в координатах l, нормированных на длину кристалла l_0); N_{RE} – средняя концентрация активных ионов в матрице, см$^{-3}$. Параметры плоской волны ω_0 и k_0 также нормированы на длину кристалла и время прохода излучения по этой длине – τ_0. Зависимость коэффициента преломления от концентрации в первом приближении не учитывается.

В качестве примера для построения модели был выбран кристалл алюмоиттриевого граната с иттербием за свои высокоэффективные генерационные параметры и возможность высокой степени легирования иттербием кристаллов. Это позволяет в широком диапазоне концентраций без учета нелинейных эффектов наиболее наглядно продемонстрировать свойства градиентного легирования. Для моделирования были использованы кристаллы со следующими параметрами: а) однородный кристалл с концентрацией Yb^{3+} на уровне 11% ат.; б) градиентный кристалл с пиковым уровнем концентрации ионов Yb^{3+} в 16,5% ат. Функциональный вид градиента концентрации во втором кристалле задается следующим распределением:

$$F_{град}(l) = -l^2 + 2l. \tag{2}$$

При этом интегральная концентрация активных центров по всему объему для обоих кристаллов одинакова и составляет $1{,}496\times10^{21}$ см$^{-3}$. Вид данных концентрационных профилей представлен на рис.1.

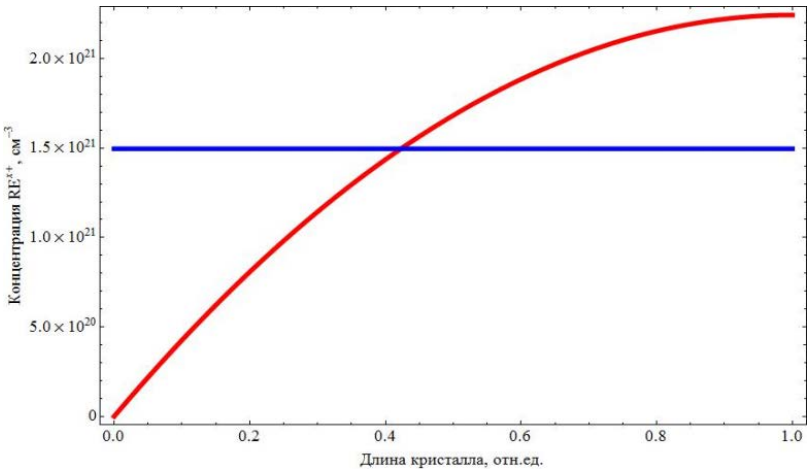
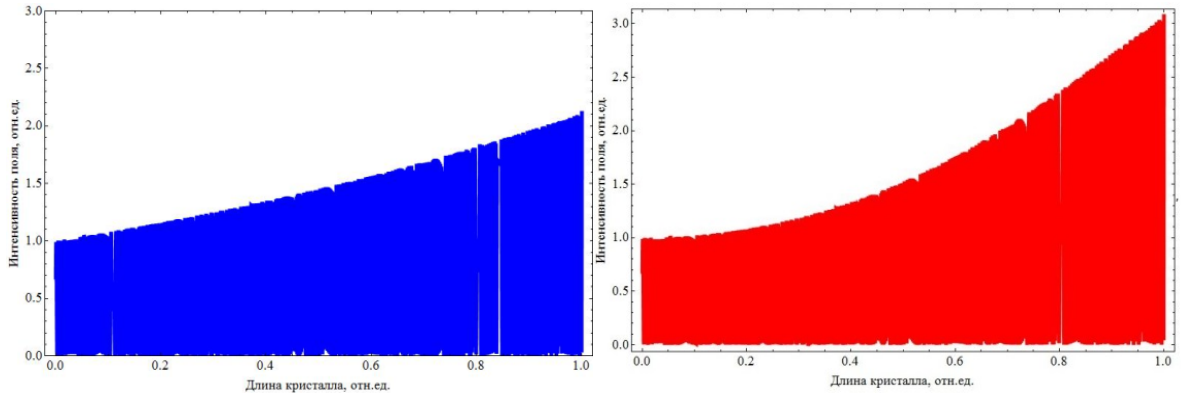


Рис. 1. Распределение ионов иттербия по длине кристалла в матрице Yb^{3+}:YAG. Синяя линия соответствует однородной концентрации в 11% ат., красная линия – концентрационному профилю (2)

Подстановка параметров матрицы Yb^{3+}:YAG и функций распределения активных центров по длине кристалла в формулу (1) позволило получить картину усиления электромагнитного поля в обоих образцах за один проход по кристаллу. Как видно из рис. 2, в однородном кристалле поле сначала нарастает немного быстрее, чем в параболическом, однако затем темп роста усиления быстро увеличивается, коррелируя с формой концентрационного профиля активаторов, и на выходе из градиентного кристалла мощность излучения оказывается выше на 20,68% при одинаковом массовом содержании активных ионов.



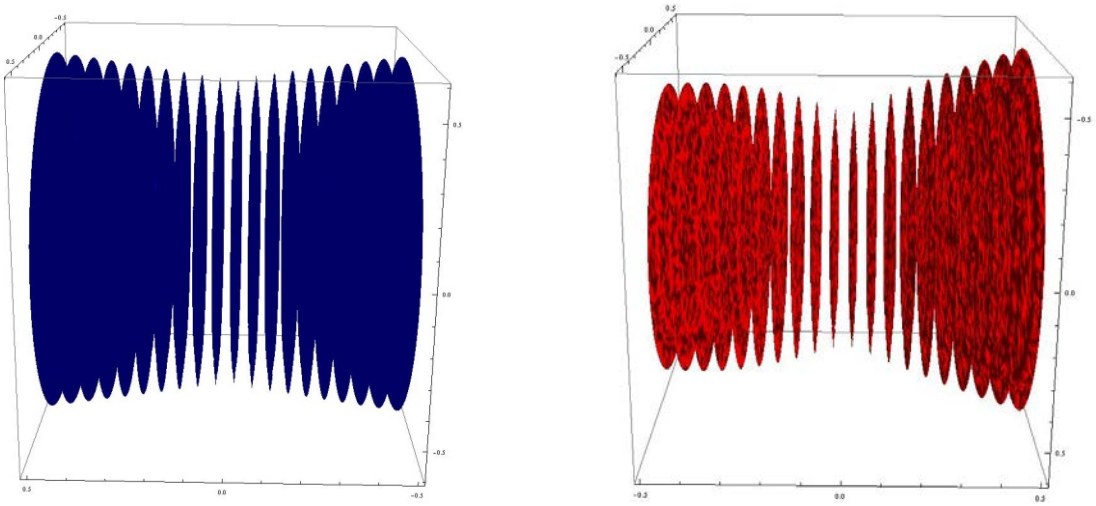
а) б)

Рис. 2. Распределение интенсивности электромагнитного поля в образцах за один проход по кристаллу: а) однородный кристалл; б) кристалл с параболическим градиентом (2)

На следующем этапе моделирования для тех же образцов, помещенных в плоскопараллельный резонатор Фабри-Перо, была воспроизведена конфигурация низшей гауссовой моды, т.е. стоячей волны, не изменяющейся во времени. Изображения полученных трехмерных распределений мощности поля приведены на рис. 3. Как видно из результатов моделирования распределение мощности электромагнитного поля в градиентном кристалле носит ассиметричный характер по сравнению с распределением в однородно легированном кристалле (рис.3, б). Такая особенность распределения поля накачки является предпосылкой того, что при учете тепловых эффектов и потерь эффективность энергосъема с единицы длины активного элемента в градиентных кристаллах будет выше относительно стандартных однородно легированных кристаллов.

Структура разработанных моделей такова, что позволяет использовать любые входные параметры для активных сред, накачки, а также произвольные формы концентрационного профиля. В ходе исследования также была испробована модель

логарифмического градиента концентрации, показавшая менее значимые результаты из-за меньшей кривизны хода функции.



а) б)

Рис. 3. Гауссова мода в однородном (а) и параболическом градиентном кристалле (б)

В дальнейшем планируется включение в модель тепловых эффектов в активном элементе, влияющих на распределение поля в кристалле.

Исследования ведутся в рамках проекта «Развитие студенческих научных коллективов, работающих в области лазерной техники и лазерных технологий по приоритетному направлению развития «Индустрия наносистем и материалов».

1 V.V. Galutskiy, M.I.Vatlina, E.V.Stroganova, *Journal of Crystal Growth,* **311,** pp. 1190–1194, (2009).

2 Е.В. Строганова, В.В. Галуцкий, Н.А. Яковенко, А.В. Луценко, *Всероссийская конференция по фотонике и информационной оптике: сборник научных трудов,* (2012).

3 T. Y. Fan, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **28**, pp. 2692-2697, (1992).

ЛИДАР ДЛЯ АЭРОПОИСКА НЕФТЕГАЗОВЫХ МЕСТОРОЖДЕНИЙ

Кащеев С.В., Беспалов В.Г., Богословский С.А*, Елизаров В.В., Жевлаков А.П., Ильинский А.А.*, Макаров Е. А.

Национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия
*ФГУП ВНИГРИ, Санкт-Петербург, Россия

Исследованы процессы формирования ультраспектрального разрешения, помехозащищенности и фоновых засветок, ответственные за реализацию экстремально высокой чувствительности и избирательности в авиационном лидаре Показана перспективность использования рамановской спектроскопии при аэропоиске залежей углеводородов.

Индикаторными веществами нефтегазовых месторождений являются тяжелые углеводородные газы. Для их уверенной дистанционной регистрации требуется аппаратура с чувствительностью на уровне 10-20 ppb.

В данной работе исследована эффективность использования лидарного метода для аэропоиска тяжелых углеводородных газов в приземном слое атмосферы. В качестве индикаторных веществ нефтегазового месторождения были выбраны метан, пропан, бутан

и пентан. Имитатором углеводородного ореола служила герметичная кювета, наполненная смесью индикаторных газов и атмосферного воздуха.

Эксперименты проводились по схеме КАРС (см. рис.1). Импульсы накачки фемтосекундной (λ = 800 нм) и наносекундной (λ = 1064 нм) длительностей, излучаемые соответственно Ti:Al_2O_3 и ИАГ:Nd лазерами, фокусировались в кювету с исследуемой смесью. Обратно рассеянное антистоксовое излучение попадало на спектрометр EPP200; полученный спектр обрабатывался на компьютере. Кювета располагался на расстоянии 5 м от лазеров. Давление газов выбиралось из расчета эквивалентности оптической плотности зондируемой среды в кювете и в реальных ореолах над залежами УВ. Поэтому в кювете длиной 0.2 м давление метана, пропана и бутана составляло ~ 0.01 Тор, что соответствует ореолу толщиной 10 м с концентрацией каждого из этих УВ на уровне $5 \cdot 10^{12}$ $см^{-3}$, т.е. 200 ppb. В спектре антистоксового рассеяния можно наблюдать компоненты около 650 нм, различные для разных УВ газов. Оценки показали, что при комплексировании методов сейсморазведки и лазерного зондирования с использованием ИАГ:Nd лазера (1064 нм, 3Дж, 6 нс, 300 Гц) в схеме КАРС, достоверность обнаружения тяжелых углеводородов может составлять 80% и выше.

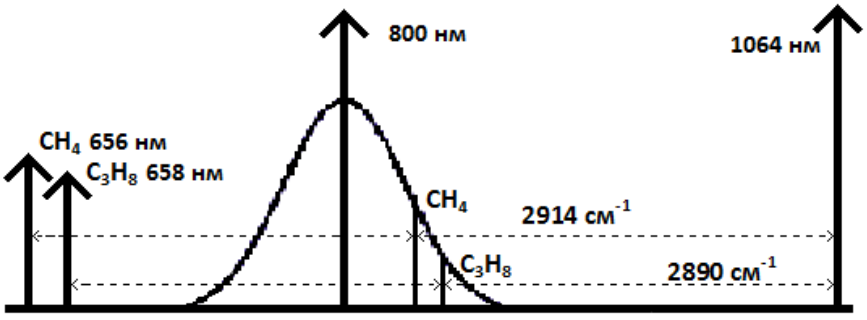


Рис. 1. Спектральная диаграмма КАРС фемтосекундной накачки Ti:Sapphire и наносекундного Nd:YAG лазера

ЛАЗЕРНО-ОПТИЧЕСКАЯ СИСТЕМА ДЛЯ ДИСТАНЦИОННОЙ ПОДВОДНОЙ РАЗВЕДКИ И МОНИТОРИНГА МЕСТОРОЖДЕНИЙ УГЛЕВОДОРОДОВ.

Петров Н.В., Макаров Е.А., Налегаев С.С., Беспалов В.Г., Жевлаков А.П.*, Солдатов Ю.И.*

Национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия
*НПК «ГОИ им. С.И. Вавилова», Санкт-Петербург, Россия

Рассмотрена структурная схема лазерно-оптической системы дистанционной подводной разведки и мониторинга месторождений углеводородов. Данная аппаратура может использоваться для сканирования в водных средах с ограниченной видимостью с борта корабля, и спектрально-временного анализа комбинационного рассеяния содержания углеводородов в данных средах.

В настоящее время минеральные ресурсы шельфа Мирового океана, и прежде всего углеводородные, являются крупнейшим реальным, но труднодоступным резервом для развития топливно-энергетического комплекса. Выявление углеводородных аномалий в компонентах геологической среды акваторий позволяет решать задачи прогноза нефтегазоносности недр и создает основу для последующего геоэкологического контроля при разведочных и добычных работах. Существующие методы определения

нефтегазоносности, как правило, основаны на анализе проб и не позволяют проводить экспресс-анализ в реальных субаквальных условиях. В настоящее время разработаны лазерные методы, основанные на лидарных технологиях, которые позволяют проводить дистанционный экспресс-анализ[1]. Метод спектроскопии комбинационного рассеяния (КР-спектроскопии) позволяет провести геохимический анализ газов, жидкостей без взятия проб[2]. Таким образом, он является эффективным средством для использования в глубоководных средах без необходимости поднятия исследуемых образцов на борт корабля.

Разрабатываемый лазерно-оптический комплекс дистанционной подводной разведки и мониторинга месторождений углеводородов конструкционно состоит из двух регистрирующих блоков, имеющих одну лазерную систему излучения: сканирующего блока для мониторинга водной обстановки и блока изучения спектров углеводородов (рис. 1), сопряженных блоком синхронизации и системой управления. Система регистрации должна располагаться в батискафе перед иллюминатором, управление ею осуществляется с надводного судна.

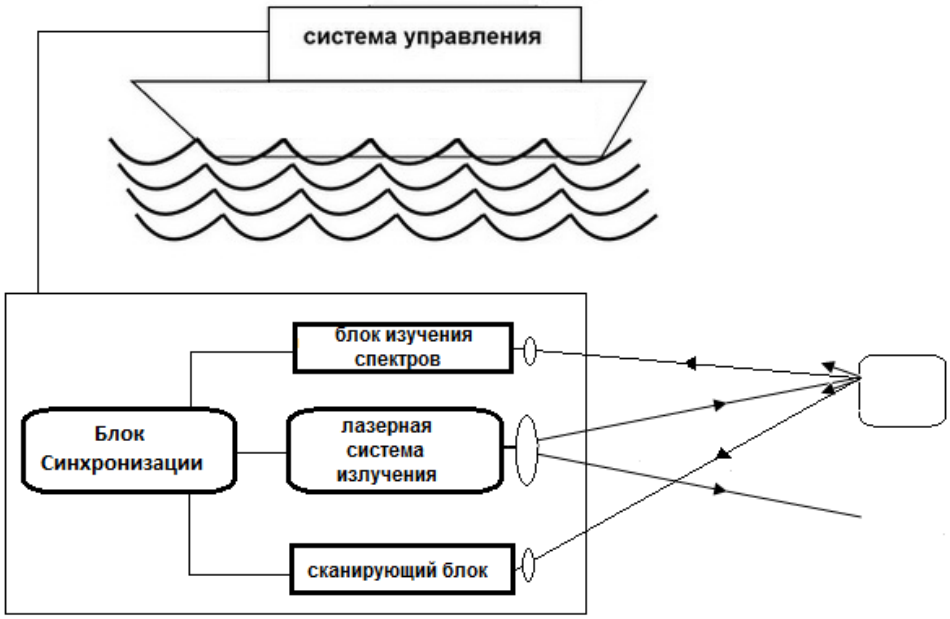


Рис. 1. Принципиальная схема лазерно-оптической системы для дистанционной подводной разведки

В качестве источника используется излучение на второй гармонике твердотельного импульсного Nd:YAG лазера с длительностью импульса 8 нс, частотой следования импульсов 1 Гц, и энергией импульса 45 мДж. Система регистрации разработана на основе двух высокоскоростных камер, оснащенных быстрыми электрооптическими затворами, одна из которых сопряжена со спектрографом, что позволяет проводить экспресс анализ спектров КР. Имеющиеся в воде углеводороды обладают соответствующими спектральными особенностями, что позволяет установить не только их качественное наличие, но и определить количественное содержание[3].

При создании средств оптического видения через рассеивающие среды важным параметром является пространственная селекция сигналов, отраженных объектом или прошедших через него, на фоне излучения, которое испускает окружающая объект среда и/или сам объект, вследствие многократного рассеяния. Изменяя времена задержки между генерацией импульса в лазере и срабатыванием затвора камер можно получить изображение и спектр среды на различном удалении от источника излучения (например, на разных глубинах, что может быть использовано для картографирования морского дна).

На первом этапе был проведен эксперимент по предварительному тестированию сканирующей системы с целью определения объема, вырезаемого стробирующим

излучением. Исследуемые объекты представлены на рисунке 2, на бумаге было отмечено расстояние от объектов до камеры в метрах.

Рис. 2. Исследуемые в эксперименте объекты.

При изменении времени задержки между генерацией лазерного импульса и срабатыванием затвора камеры были получены следующие изображения.

а) б)

в) г)

Рис. 3. Полученные изображения при различном времени задержки между генерацией лазерного импульса и срабатыванием затвора камеры: а) 220 нс б) 235 нс в) 245 нс г) 255 нс

Результаты эксперимента показали, что возможно получить изображения на различном расстоянии с точностью до метра. При увеличении расстояния наблюдается ухудшение качества изображения, связанное с разрешением матрицы камеры.

1. K.C. Hester, S.N. White, E.T. Peltzer, P.G. Brewer, E.D. Sloan, *Marine Chemistry*, **V.98,** 304-314, (2006)
2. S.N. White, P.G. Brewer, E.T. Peltzer, *Marine Chemistry*, **V. 99**, 12-23, (2006)
3. S.N. White, *Appl Spectrosc.*, **V. 64,** №6, 819-827, (2010)

СТЕНДОВЫЕ ДОКЛАДЫ

НЕЛИНЕЙНАЯ ДИНАМИКА ТВЕРДОТЕЛЬНОГО ЛАЗЕРА С ГАРМОНИЧЕСКОЙ МОДУЛЯЦИЕЙ ПОТЕРЬ И УПРАВЛЕНИЕМ КОМБИНАЦИЕЙ ПОЛОЖИТЕЛЬНОЙ И ОТРИЦАТЕЛЬНОЙ ОБРАТНЫХ СВЯЗЕЙ

А.В. Виноградов, М.В. Горбунков, Ю.Я. Маслова, В.А. Петухов, М.А. Семенов, Ю.В. Шабалин

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук, Москва, Россия

Показано, что применение комбинации отрицательной и положительной обратных связей в твердотельном лазере с гармонической модуляцией потерь позволяет наблюдать удвоение периода следования световых импульсов в диапазоне от нескольких единиц до нескольких сотен времен обхода светом резонатора.

Нелинейная динамика лазеров класса В стала активно обсуждаться в 80-х годах прошлого века[1,2]. Показано, что проявление нелинейной динамики в виде удвоения периода следования световых импульсов реализуется при внешней гармонической модуляции на частоте, близкой к частоте релаксационных колебаний лазера[3]:

$$\Omega_0 = \sqrt{\frac{\eta - 1}{T_1 t_c} - \left(\frac{\eta}{2T_1}\right)^2} \approx \sqrt{\frac{\eta - 1}{T_1 t_c}}, \qquad (1)$$

где η - отношение ненасыщенного показателя усиления к насыщенному, t_c – время жизни фотона в резонаторе, T_1 - время жизни верхнего лазерного уровня. Например, в работе[2] удвоение периода было получено при частоте модуляции порядка 60 кГц (соответствует периоду $2.5 \cdot 10^3$ времен обхода светом резонатора T_r).

В работе[4] реализован режим удвоения периода на заметно более высокой частоте в твердотельном лазере с гармонической модуляцией потерь и управлением комбинацией положительной и отрицательной обратных связей. Такая комбинация положительной и задержанной относительно нее отрицательной обратных связей была реализована за счет использования излучения, отраженного от внутрирезонаторного поляризатора (рис. 1). Обратная связь позволила реализовать режим самосинхронизации мод за счет выбора временной задержки обратной связи. Гармоническая модуляция возникала вследствие самовозбуждения высших мод сдвиговых акустических колебаний в электрооптическом кристалле модулятора (ДКДП)[5,6]. В этом лазере при увеличении усиления режим стабилизации амплитуды излучения переходит в режим регулярной нелинейной динамики. Развивается гармоническая модуляция огибающей лазерных импульсов с периодом, соответствующим одной из мод акустических колебаний (~50-200T_r). При дальнейшем увеличении усиления формируется последовательность импульсов с тем же периодом, и начиная с определенного уровня усиления лазер переходит в режим удвоения периода, при котором формируются две системы импульсов (рис. 2а). Существенным проявлением данного режима является формирование системы импульсов, амплитуда которых уменьшается с увеличением усиления (рис. 2б). Другой чертой является запаздывание этой системы относительно соответствующих максимумов гармонической модуляции. Дальнейшее увеличение усиления может приводить к полному подавлению импульсов меньшей амплитуды (рис. 2б).

Для моделирования нелинейной динамики был применен метод точечных отображений, в котором использована модель, описывающая эволюцию энергии одиночного короткого импульса, циркулирующего в лазерном резонаторе.

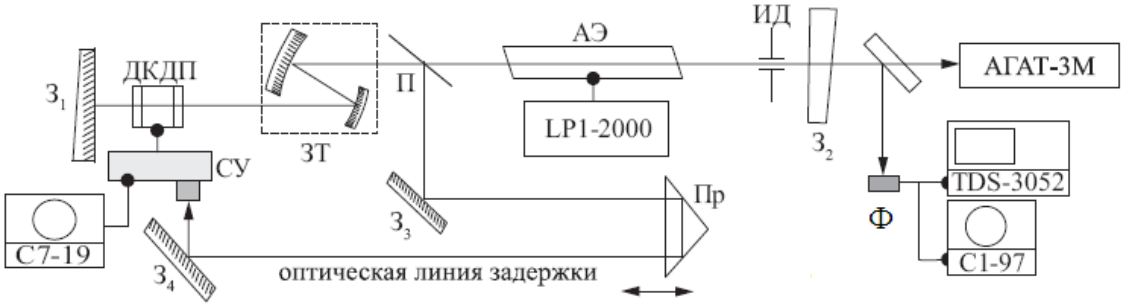
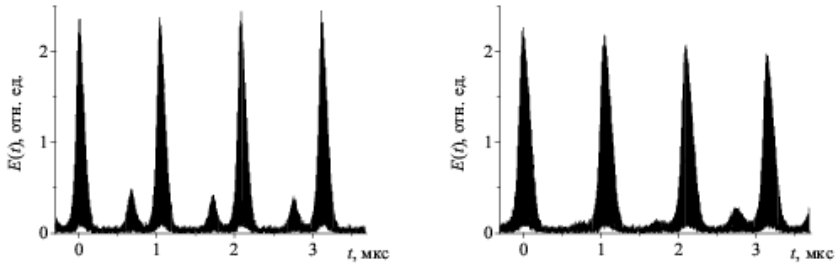


Рис.1. Миллисекундный Nd:YAG лазер с ламповой накачкой. АЭ - Nd:YAG активный элемент; П - поляризатор; $З_1$, $З_2$ - зеркала резонатора; $З_3$, $З_4$ - зеркала оптической задержки; Пр - призма; ИД - ирисова диафрагма; ЗТ - зеркальный телескоп; ДКДП - электрооптический кристалл модулятора; СУ - оптоэлектронная управляющая схема, Ф – фотоприемник



а) б)

Рис. 2. Осциллограмма выходного излучения лазера в режиме удвоения периода при гармонической модуляции потерь с периодом $T = 0.52$ мкс ($52T_r$)

Для лазера, управляемого комбинацией положительной и отрицательной инерционных обратных связей (положительная действует на один проход раньше отрицательной), рекуррентное соотношение, связывающее значение энергии импульса x на (n+1)-м проходе со значениями на предыдущих проходах имеет вид:

$$x_{n+1} = rx_n\left(1+\beta\sum_{m=i}^{\infty} x_{n-m}\gamma^{m-i} - \sum_{m=i+1}^{\infty} x_{n-m}\gamma^{m-i-1}\right),\ i = 0,1,2... \qquad (2)$$

где i – задержка положительной обратной связи в единицах T_r; β – относительная чувствительность положительной обратной связи; γ - коэффициент затухания сигнала в цепи обратной связи. Показано[7], что регулярная нелинейная динамика в такой системе представляет собой последовательность микроцугов импульсов, период которых увеличивается при уменьшении относительной чувствительности и в пределе β = 1 стремится к бесконечности. С другой стороны, при $\beta \to 0$ период составляет несколько десятков обходов светом резонатора и зависит от инерционности в цепи обратной связи. Наименьший период 6-8 достигается в случае отображения

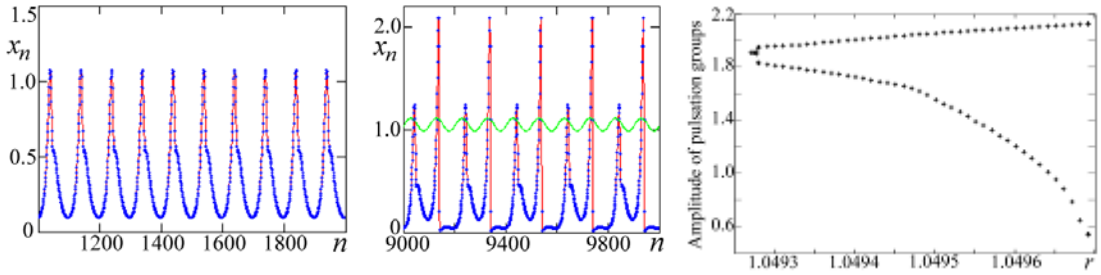
$$x_{n+1} = rx_n\left(1-x_{n-1}\right). \qquad (3)$$

Для реализации системы с таким отображением нужно, чтобы положительная обратная связь, задержанная на один проход относительно отрицательной, полностью стирала остаточное действие первой связи[8]. Это достигается выбором относительной чувствительности связей. В итоге приходим к выводу, что комбинация положительной и отрицательной обратных связей позволяет реализовать регулярную нелинейную динамику с периодами от нескольких единиц до нескольких сотен T_r. Для определения временного масштаба нелинейной динамики при гармонической модуляции потерь в лазере с

управлением комбинацией положительной и отрицательной обратных связей использовано точечное отображение:

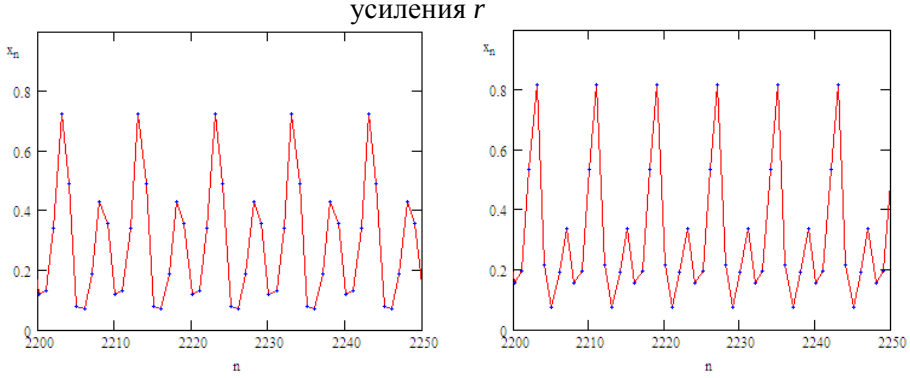
$$x_{n+1} = r\left(1+\delta\sin\left(2\pi\frac{n}{N}\right)\right)x_n\left(1+\beta x_n - x_{n-1}\right) \quad , \qquad (4)$$

где N – период, а δ – глубина модуляции (рис. 3). В этом случае легко прослеживаются общие черты нелинейной динамики, наблюдаемые экспериментально в лазере (форма пульсаций, смещение импульса меньшей амплитуды вправо к большему, ср. рис. 2а и рис. 3б). При этом сохраняются все особенности поведения при гармонической модуляции вплоть до N = 4 (рис. 4).



а) б) в)

Рис. 3. Динамика отображения (4) при α = – 0.9, N = 100, δ = 0.06: а) – регулярные пульсации с периодом 100 при r = 1.0385; б) – удвоение периода при дальнейшем увеличении r до значения 1.0485, приведен уровень усиления, в) амплитуда двух групп пульсаций в зависимости от усиления r



а) б)

Рис. 4. Динамика отображения (4) при α = 0, δ = 0.7: а) N = 5, r = 1.74 б) N = 4, r = 1.9

Таким образом, использование комбинации отрицательной и положительной обратных связей в лазере с гармонической модуляцией потерь позволяет реализовывать нелинейную динамику, сопровождающуюся удвоением периода в диапазоне от нескольких единиц до нескольких сотен времен обхода светом резонатора.

Работа проведена при поддержке Программы фундаментальных исследований ОФН РАН «Фундаментальные проблемы фотоники и физика новых оптических материалов» и УНК ФИАН.

1. F.T. Arecchi, R. Meucci, G. Puccioni, J. Tredicce, *Phys. Rev. Lett.*, **49**, pp. 1217-1220 (1982).
2. П.А.Хандохин, Я.И.Ханин, *Квантовая электроника*, **15**, с. 1993, (1988).
3. А. Ярив, *Квантовая электроника*, 2-е изд., М.: Сов. радио, (1980).
4. М.В. Горбунков, Ю.Я. Маслова, Ю.В. Шабалин, *КСФ ФИАН*, **9**, с. 29-39, (2009).
5. R.A. Sykes, *Bell Sys. Tech. J.*, **23**, 52, (1944),
6. H. Ekstein, *Phys. Rev.*, **66**, No. 5 and 6, (1944).
7. M.V. Gorbunkov, Yu.Ya. Maslova, A.V. Vinogradov, *NIM A*, **608**, pp. S32-S35, (2009).

8. М.В. Горбунков, Ю.Я. Маслова, О.И. Чабан, Ю.В. Шабалин, *КСФ ФИАН*, **5**, с. 39-48, (2009).

РАСЧЁТ ЛАЗЕРНОГО ОКИСЛЕНИЯ ТОНКИХ ПЛЁНОК ТИТАНА

Синев Д.А., Вейко В.П., Шахно Е.А., Кулажкин А.М.

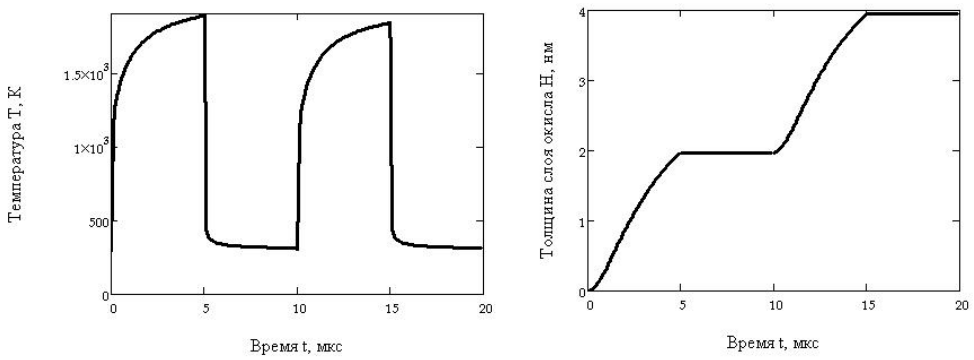
Национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

Разрешающая способность технологии лазерной термохимической записи изображения на тонких металлических плёнках может быть увеличена с использованием металлов, образующих прозрачные оксиды. В настоящей работе теоретически исследована динамика окисления тонких плёнок титана при взаимодействии с импульсным лазерным излучением.

Термохимическое воздействие лазерного излучения на тонкие металлические плёнки является основой перспективных технологий записи структур субмикронного диапазона, которые могут применяться в частности для создания дифракционных микроэлементов методом локального окисления тонких плёнок хрома. В этом методе формируется лазерно-индуцированный тонкий слой оксида, фиксирующий скрытое изображение, проявляющееся после химического травления. Особое внимания к этой технологии связано с повышением требований к разрешающей способности записываемых периодических структур, в связи с чем в сферу интереса попадает использование материалов, образующих прозрачные или полупрозрачные оксиды, таких как, например, плёнок титана. Как было показано авторами в недавней работе[1], оптические характеристики материалов являются важными элементами протекающего процесса окисления. Сильное, по сравнению с диоксидом титана, поглощение титаном излучения видимого диапазона позволяет ожидать возникновения отрицательной термо-хемо-оптической обратной связи, локализующей размеры модифицированной области. Поскольку записываемое изображение в случае использования титановых плёнок будет сразу позитивным и контрастным, этап химического травления может быть исключен из технологического процесса.

В представленной работе теоретически рассмотрены особенности кинетики процесса окисления тонких плёнок титана. Разработанная для случая окисления материала металлической плёнки импульсным лазерным излучением одномерная математическая модель позволяет исследовать характеристики получаемых элементов в зависимости от параметров режима обработки, а также исследовать кинетику протекания процесса лазерно-индуцированного окисления (рис.1). Показано, что зависимость поглощательной способности материала от толщины слоя образующегося окисла сложным образом влияет на протекание процесса.

Данная работа выполнена при поддержке проекта РФФИ 12-02-00974-а.



а) б)

Рис. 1. Рассчитанные значения при мощности излучения 2,5 мВт, длительности импульса 5 мкс, частоте следования импульсов 100 кГц, толщине плёнки титана 60 нм: а) температурная динамика, б) рост толщины оксида

1. Вейко В.П., Синёв Д.А., Шахно Е.А., Полещук А.Г., Саметов А.Р., Седухин А.Г., *Компьютерная оптика*, **36**, №4, 2012, с.562-571, (2012).

ИССЛЕДОВАНИЕ ГЕНЕРАЦИОННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК РАСТВОРОВ ОКСАЗИНОВЫХ КРАСИТЕЛЕЙ

Аймуханов А.К., Ибраев Н.Х., Зейниденов А.К.

Карагандинский государственный университет им. Е.А. Букетова, Караганда, Казахстан

В работе исследованы генерационные характеристики производных оксазиновых красителей 2-иод-5-амино-9-диэтиламинобензо[а]феноксазинона-5 (**I**), 9-Диэтиламинобензо[а]тиазинон-5 (**II**) и 9-Пиперидинобензо[а]феноксазинон-5 (**III**)

Спектры поглощения измеряли на спектрофотометре СМ2203, спектры флуоресценции - на спектрофлуориметре Cary Eclipse Varian. Квантовые выходы флуоресценции (φ_{fl}) красителей измеряли относительно стандартов – этанольных растворов родамина 6Ж (φ_{fl}=0,94) и родамина С (φ_{fl}=0,70). Генерационные характеристики изучены при возбуждении образцов второй гармоникой Nd:YAG лазера (SOLAR LQ129, λ=532 нм, $E_{имп}$=100мДж, $\tau_{имп}$=10нс) в поперечном варианте. Резонатор был образован глухим алюминиевым зеркалом и выходной гранью кюветы, излучение накачки фокусировалось на переднюю грань кюветы в полоску площадью 0,1см^2. База резонатора составляла 3см. Плотность мощности накачки варьировалась с помощью нейтральных фильтров и составляла 0,01-55МВт/см^2. Спектры и форма импульса генерации были измерены оптоволоконным спектрометром AvaSpec-ULS2048 и цифрового осциллографа Tektronix TDS2022B. Энергетические характеристики определяли измерителями энергии Gentec DUO и OPHIR NOVA II. Относительная погрешность определения энергетических характеристик составляет 1,5 %, спектральных и временных 1%, 3% соответственно. Плотность мощности накачки варьировалось с помощью нейтральных фильтров и составляла 0,1-55 МВт/см^2.

Генерация вынужденного излучения у всех исследуемых красителей получена в длинноволновой полосе флуоресценции. Порог генерации при возбуждении $\lambda_{ген}$=532нм составляет в среднем порядка 0,3МВт/см^2. При плотности мощности источника накачки 0,3МВт/см^2 мы наблюдаем лишь спектр лазерно индуцированной флуоресценции

исследуемых красителей. При достижения мощности источника накачки 0,8МВт/см^2 на фоне спектра лазерно индуцированной флуоресценции появляется узкая полоса на длине волны равной 668нм, которая относится к полосе генерации. Дальнейшее увеличение плотности мощности источника накачки приводит к сужению спектра флуоресценции и развитию полосы генерации. При достижении плотности мощности накачки значения 6МВт/см^2 составляющая вынужденного излучения превалирует над составляющей спонтанного излучения. Полностью исключить составляющую спонтанного излучения в спектре вынужденного излучения не удается. Сужение полосы излучения с ростом интенсивности возбуждения свидетельствует о преобладании вынужденного излучения над спонтанным излучением, т.е. о переходе системы в режим генерации. Увеличение интенсивности возбуждающего излучения ($\lambda_{ген}$=532 нм) приводит к незначительному сдвигу максимума спектра генерации (~ 1 нм). Изменения наблюдаются и в структурах спектров генерации. Это объясняется с изменением индивидуальных характеристик растворителя в сильном световом поле, которое сказывается на структуре локального окружения молекулы красителя в момент действия импульса возбуждающего излучения.

Исследования показали, что для всех исследуемых красителей существуют зависимости КПД генерации от плотности мощности источника накачки (рис. 1).

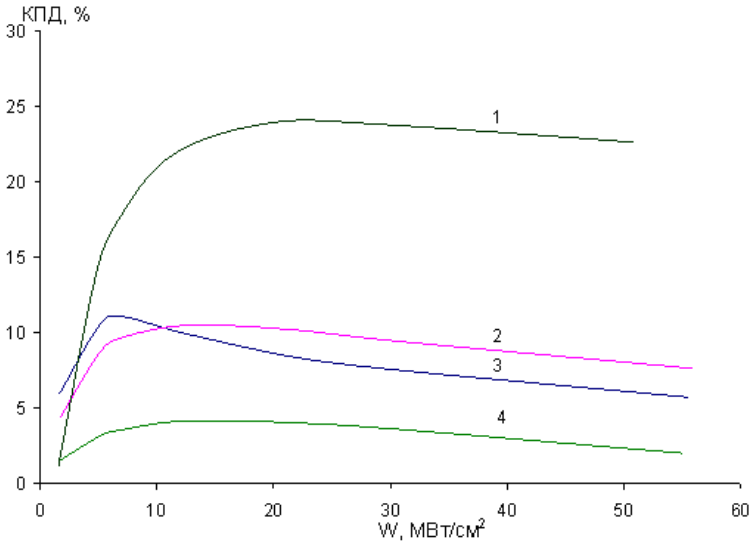


Рис. 1 Зависимость КПД генерации красителей от плотности мощности накачки W. 1- **Оксазин 1**; 2- краситель **III**; 3- краситель **I**; 4- краситель **II**

Полученные данные позволяют подобрать оптимальные условия возбуждения образцов. В качестве объекта для сравнения результатов экспериментов был выбран довольно хорошо изученный лазерный краситель оксазин 1. Максимальное значение КПД для оксазина 1 в этаноле достигала 24% при плотности мощности источника накачки равной 17-20 МВт/см^2. Красители **I – III** проявляют довольно низкий показатель КПД по сравнению с оксазином. Наименьший показатель КПД зарегистрирован для красителя **II** (4%). Следует отметить, что у исследуемых красителей порог возникновения генерации ниже, чем для оксазина 1.

В результате проведенных исследований установлены спектрально-люминесцентные характеристики производных оксазиновых красителей в этанольных растворах, получена генерация и определены генерационные характеристики красителей.

ЛАЗЕРНО-ИНДУЦИРОВАННОЕ ФОРМИРОВАНИЕ НАНОКЛАСТЕРОВ СЕРЕБРА В СТЕКЛАХ СИСТЕМЫ Ag_2O - P_2O_5

А. Васильева, Е. Кошевая, А. А. Маньшина, И.А. Соколов

Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

В настоящее время в связи с быстрым развитием лазерных технологий и нанооптики, становится актуальным систематическое исследование процессов взаимодействия лазерного излучения с различными веществами, в том числе и стеклообразными, для создания материалов, характеризующихся пространственной вариацией физико-химических свойств.

В этой связи частной задачей нанооптики является создание элементов оперативной и долговременной памяти, которые обладают улучшенными характеристиками по сравнению с существующими системами. Кроме того, для создания нового типа устройств записи и хранения информации перспективно использование явления плазмонного резонанса металлических наноструктур, которые могут быть сформированы под воздействием лазерного излучения в стеклах, легированных металлами. Исследование этого явления также представляется актуальным в связи с возможностью его применения при создании наноантенн для различных приемников, позволяющих исследовать свойства видимого света или электронные явления с наносекундным быстродействием.

Целью настоящей работы является создание под воздействием фемтосекундного лазерного излучения наноразмерных кластеров серебра в стеклах системы Ag_2O - P_2O_5 и изучение их свойств.

В качестве объектов исследования использовались модельные стекла системы xAg_2O - $(1-x)P_2O_5$ ($0.35 < x < 0.55$ мол.%) оптического качества. Синтез образцов проводился с применением растворной технологии (использовались растворы ортофосфорной кислоты и нитрата серебра квалификации «ОСЧ») при температуре 1000^oC в течение 2.5-3 часов с последующей закалкой на стальную плиту комнатной температуры и отжигом в муфельной печи при температуре $80\text{-}90^oC$ в течение 6-8 часов.

У полученных образцов были исследованы основные физико-химические свойства (плотность, термические эффекты, и т.д.). Результаты удовлетворительно согласуются с литературными данными.

Экспериментальные образцы фосфатных стекол подвергались воздействию фемтосекундного лазерного излучения, при этом в широких пределах менялись условия эксперимента (длина волны лазерного излучения, мощность, скорость сканирования луча).

Было обнаружено, что в результате воздействия лазерного излучения на исследуемые образцы происходит формирование внутри стекла областей, характеризующихся значительными структурными изменениями, связанными с образованием наноразмерных кластеров восстановленного серебра в стеклообразной матрице, о чем свидетельствуют данные спектроскопии комбинационного рассеяния света (КРС) и люминесцентной спектроскопии. Так, например, было обнаружено, что спектры КРС, измеренные в модифицированной зоне, характеризуются низкочастотным пиком в области 84 $см^{-1}$, который отсутствует в КРС спектрах исходного стекла. Появление указанного пика связано, по всей вероятности, с колебаниями наноразмерных кластеров восстановленного серебра в стеклообразной матрице. Данные люминесцентной спектроскопии также свидетельствуют в пользу формирования нанокластеров серебра, поскольку спектр люминесценции, измеренный в модифицированной области при возбуждении излучением с длиной волны 532 нм, характеризуется максимумом на длине волны 630 нм, что типично для люминесценции серебряных наночастиц.

Таким образом, показано, что под воздействием лазерного излучения в фосфатных стеклах системы Ag_2O - P_2O_5 происходит формирование наноразмерных кластеров серебра.

ОПТИЧЕСКАЯ ИНФОРМАТИКА

УСТНЫЕ ДОКЛАДЫ

СЖАТИЕ В СХЕМАХ МНОГОМОДОВОЙ КВАНТОВОЙ ПАМЯТИ

Тихонов К.С., Самбурская К.С., Голубева Т.Ю., Голубев Ю.М

СПбГУ, Санкт-Петербург, Россия

Мы рассматриваем схемы памяти на атомах в лямбда-конфигурации: схему для коротких импульсов и схему адиабатической памяти. Мы исследуем, как многомодовый сжатый свет сохраняется в протоколах памяти, сравниваем эффективность памяти и степень сжатия выходного света.

На сегодняшний день проблема создания квантовой памяти является одной из самых актуальных проблем теории информации и квантовой физики, и поэтому над ней работают во многих научных лабораториях по всему миру. Её решение позволит продвинуться в создании таких важных квантовых информационных протоколов и приложений, как квантовые повторители, распределенные квантовые вычисления, квантовые сети (квантовый интернет), квантовая криптография и многих других. Кроме того, нельзя забывать, что квантовая память является необходимым элементом для создания квантового компьютера, устройства, выходящего за рамки, установленные так называемым «законом Мура».

В широком смысле под квантовой памятью понимают средство хранения информации при квантовых вычислениях и коммуникационных процессах, позволяющее переносить квантовой состояние с одной «короткоживущей» системы на другую, «долгоживущую» систему и обратно. В частности, одним из возможных вариантов реализации такой памяти является копирование квантового состояния фотонов (например, квадратурно сжатые (squezzed state) и перепутанные (quantum entanglement) состояния) в сигнальном поле на квантовые спиновые состояния атомов.

В целях увеличения эффективного взаимодействия между светом и веществом был предложен ряд подходов, основанных на использовании для хранения квантовой информации атомных ансамблей. Был достигнут большой прогресс в развитии оптической квантовой памяти. Кроме увеличения эффективности взаимодействия со светом, использование атомных ансамблей позволяет решить другую важную задачу: задачу увеличение емкости за счет применения многомодовых протоколов, что необходимо, например, для масштабируемого оптического квантового компьютера и эффективных квантовых повторителей. Исследованию таких протоколов, а именно, протоколов пространственно многомодовой квантовой памяти на основе ансамбля спин-поляризованных атомов в лямбда-конфигурации посвящена наша работа.

Мы рассматриваем две различные схемы квантовой памяти на основе лямбда-атомов: схему памяти для коротких импульсов (high-speed QM [1]) и схему адиабатической памяти [2]. Обе эти схемы не относятся к бимсплиттерному типу, поскольку не могут быть корректно построены в терминах двух осцилляторов, обменивающихся друг с другом возбуждениями. Для резонансных схем необходимо учитывать релаксационные потери (адиабатическая память) или потери, связанные с заселением верхнего энергетического уровня (high-speed QM).

Мы исследуем как существенно многомодовый сжатый свет (например, импульс света от субпуассоновского лазера) сохраняется в данных протоколах квантовой памяти. Мы сравниваем эффективность памяти и степень сжатия выходного света и показываем, что эти параметры не связаны однозначно: при достаточно высокой эффективности

памяти степень сжатия выходного сигнала может быть много меньше, чем у входного, и, наоборот, при малой эффективности, можно хорошо сохранить сжатие импульса.

Таким образом, эффективность не является исчерпывающей характе-ристикой протокола квантовой памяти при манипуляциях с многомодовым светом.

1. T. Golubeva, Y.M. Golubev, O. Mishina, A. Bramati, J. Laurat, E.Giacobino, *Eur. Phys. J. D*, **66: 275**, (2012).
2. K.S. Samburskaya, T. Golubeva, Yu. Golubev, E. Giacobino *Opt. and Spectr.*, **110**, №5, pp.775-787, (2011).

РЕАЛИЗАЦИЯ МУЛЬТИПЛЕКСИРОВАНИЯ В СИСТЕМЕ КВАНТОВОЙ КРИПТОГРАФИИ НА БОКОВЫХ ЧАСТОТАХ

В.В. Чистяков*, Д.Н. Вавулин*, А.В. Глейм*, В.И. Егоров*, А.А. Анисимов, А.В. Рупасов***

*Национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия
**ОАО «Всероссийский научно-исследовательский институт радиоаппаратуры», Санкт-Петербург, Россия

Представлены результаты работы по созданию системы квантовой рассылки криптографического ключа с несколькими пользователями. Система имеет топологию дерева с одним отправителем и двумя принимающими узлами. Теоретический анализ показывает, что число квантовых каналов в этом случае может быть увеличено до 18 (полный CWDM).

Квантовая криптография [1] позволяет реализовать безопасное распределение закрытого криптографического ключа между двумя и более пользователями. В качестве носителей информационного сигнала используются одиночные фотоны, а сохранность информации обеспечивается фундаментальными законами квантовой физики.
Одной из актуальных задач в данной области сегодня является построение квантовых и смешанных сетей, позволяющих распределять криптографические ключи на расстояния 100-200 км между несколькими пользователями [2]. При этом используемые устройства должны быть совместимы с линиями оптической связи телекоммуникационного стандарта и отвечать ряду других требований, в частности, обеспечивать высокую скорость передачи и не требовать сверхточной взаимной юстировки приёмного и передающего узлов.

В данной работе исследовалась система квантовой рассылки криптографического ключа на боковых (поднесущих) частотах модулированного излучения [3] с тремя и четырьмя пользователями. Одним из её достоинств является удобство мультиплексирования сигнала в квантовом канале связи, которое может быть реализовано как с использованием одного источника излучения, так и нескольких.

Эксперимент показал, что исследуемая система может функционировать на расстояния до 25 км со скоростями до 50 кбит/с, уровень ошибок при этом не превышает предельного значения в 11% [1]. В результате проведения теоретического анализа было установлено, что число квантовых каналов в одном волокне может быть увеличено до 18 (полный CWDM). Оптимальный выбор частот для канала синхронизации и классических (информационных) каналов позволит передавать всю необходимую для реализации системы квантовой криптографии информацию по одному волокну.

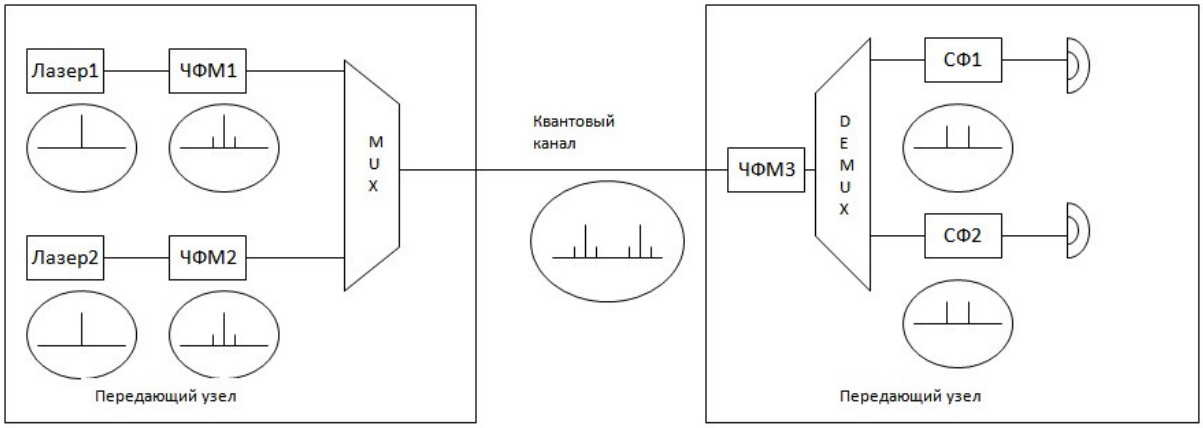


Рис. 1. Система квантовой криптографии на боковых частотах с четырьмя пользователями. ЧФМ – частотно-фазовый модулятор, СФ – спектральный фильтр. На вставках показан вид спектра в каждом участке оптоволокна.

1. V. Scarani, H. Bechmann-Pasquinucci, N.J. Cerf et al. // *Rev. Mod. Phys.* **81**, P. 1301-1350, (2009)
2. Peev, C. Pacher, R. Alléaume et al. // *New Journal of Physics* **11,** 075001, (2009)
3. А.В. Рупасов, А.В. Глейм, В.И. Егоров, Ю.Т. Мазуренко // *Научно-технический вестник СПбГУ ИТМО*, **№2 (72)**, С. 95-99, (2011).

РАЗРАБОТКА И ИССЛЕДОВАНИЕ МАТЕМАТИЧЕСКИХ МОДЕЛЕЙ, АЛГОРИТМОВ И МЕТОДОВ АНАЛИЗА ПРОЕКТНЫХ РЕШЕНИЙ ДЛЯ СИСТЕМ ДИСТАНЦИОННОГО ЗОНДИРОВАНИЯ ПОВЕРХНОСТИ ЗЕМЛИ

Денисов А.В.

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

В докладе рассмотрены математические модели для систем дистанционного зондирования поверхности Земли.

Основные направления и практические задачи, стоящие перед оптико-цифровыми системами дистанционного зондирования поверхности Земли (ОЦС$_{ДЗЗ}$), являются:

1. Мониторинг состояния окружающей среды;
2. Обеспечение производства и воспроизводства;
3. Обеспечение требуемой эффективности и качества военной и гражданской техники;
4. Обеспечение безопасности во всех сферах деятельности.

ДЗЗ – наблюдение поверхности Земли авиационными и космическими средствами, оснащёнными различными видами ОЦС. Рабочий диапазон длин волн, принимаемых съёмочной аппаратурой, составляет от долей микрометра (видимое оптическое излучение) до метров (радиоволны). Методы дистанционного зондирования могут быть пассивные, то есть использовать естественное отраженное или вторичное тепловое излучение объектов на поверхности Земли, обусловленное солнечной активностью, и активные – использующие вынужденное излучение объектов, инициированное искусственным источником направленного действия. Данные ДЗЗ, полученные с воздушного судна, характеризуются большой степенью зависимости от прозрачности атмосферы, регистрирующие электромагнитное излучение в различных диапазонах.

Структуру построения математической модели ДЗЗ можно представить в следующем соотношении

$$\{\text{ДЗЗ}\} = [\{M_{ij}\} \cup \{V_{ij}, t_{ij}\}] \cap \{\{\text{Б}_{\text{ДС}}\} \cup \{\text{ПО}_{ij}\}\}.$$

где,

M_{ij} – множество моделей подсистем ДЗЗ;

V_{ij} – множество вариаций изменения ситуаций;

t_{ij} – фактор времени на решения возможных ситуаций;

$\text{Б}_{\text{ДС}}$ – банк возможных ситуаций на динамической сцене;

ПО_{ij} – множество программного обеспечения инструментария.

Структурная схема $\text{ОЦС}_{\text{ДЗЗ}}$ представлена на *рисунке 1*.

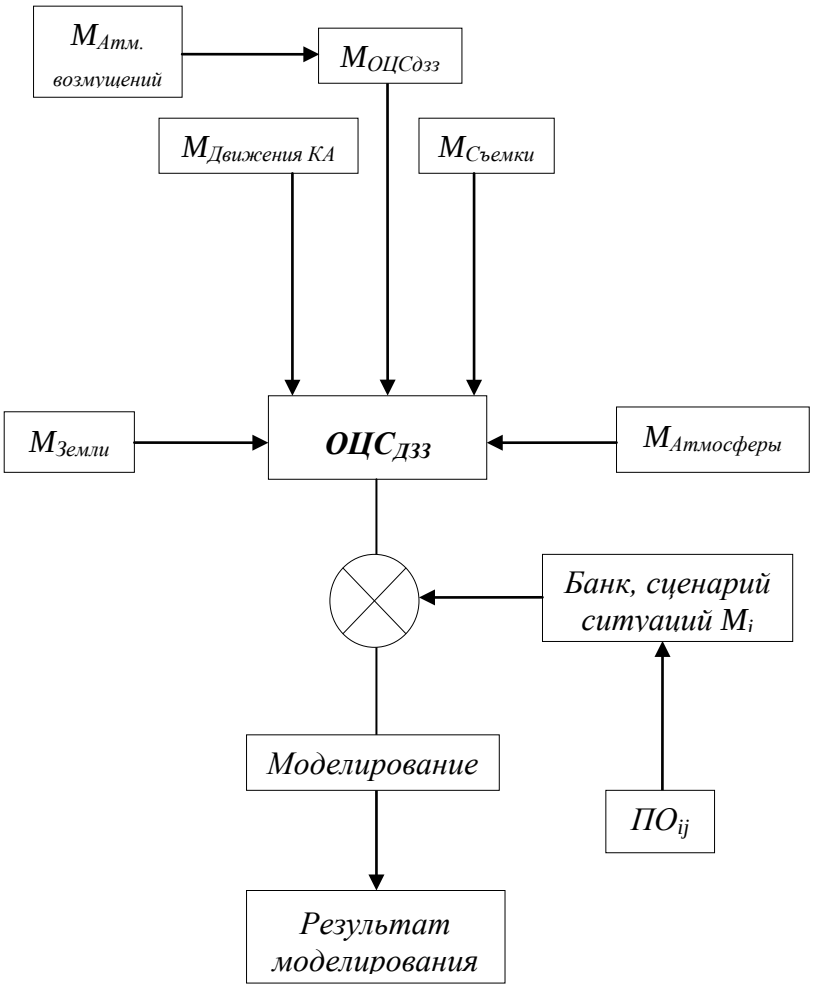


Рис. 1 – Структурная схема $\text{ОЦС}_{\text{ДЗЗ}}$

«Моделирование» отображает вычислительную динамическую сцену. Основной ее задачей является обеспечение естественного восприятия пользователем моделируемых процессов.

«Банк, сценарий ситуаций» воссоздает различные решения поставленной «банком» задачи. Результат решения задачи синтеза и анализа системы. Процесс оптимизации формируется с помощью определяемых при моделировании показателей эффективности работы $\text{ОЦС}_{\text{ДЗЗ}}$ и отдельных ее блочных элементов со своими программными обеспечениями, которые должны сравниваться заданными или выбранными априорно критериями.

«Результат моделирования» – это процедура оптимизации модели, ее окончательный расчет показателей эффективности, формирование имитационной модели, задании вида и формы ее представления результатов.

Математическая модель ОЦС$_{ДЗЗ}$ может быть представлена в виде следующего функционала $A_{ОЦСдзз}$

$$A_{ОЦСдзз} = \{B_{Атмосферы} \otimes B_{Атм.возмущений} \otimes C_{Съемки} \otimes D_{СППИ} \otimes D_{ПОС}\}.$$

где,

$\{B_{Атмосферы} \otimes B_{Атм.возмущений} \otimes C_{Съемки} \otimes D_{СППИ} \otimes D_{ПОС}\}$ – суперпозиция оптических свойств атмосферы, оптических возмущений, изображение объекта съёмки и приёма и обработки оптической информации.

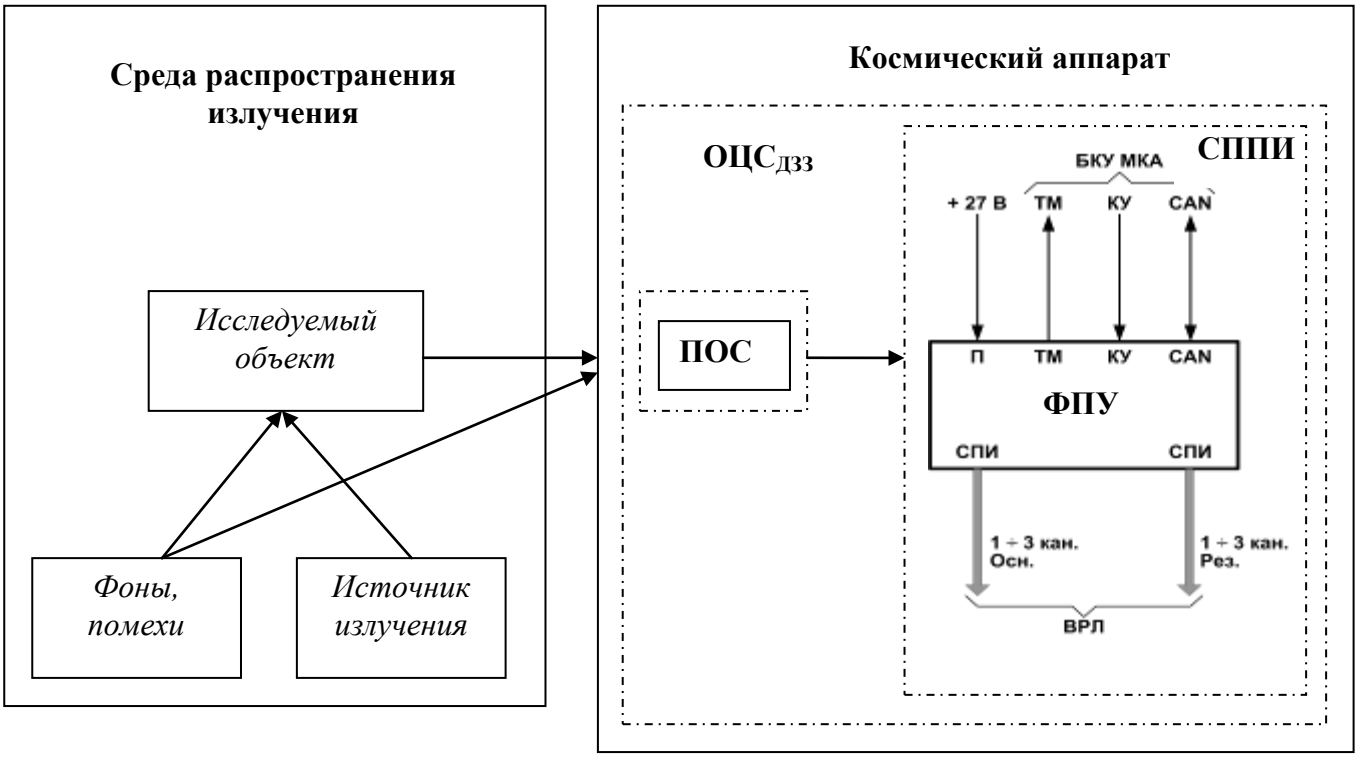


Рис. 2 – Схема работы оптико-цифровой системы ДЗЗ

Результаты моделирования панхроматической и мультиспектральной съемки представлены на рисунке 3.

Рис.3

Эталон панхроматической съемки **Эталон мультиспектральной съемки**

1. Демин А.В., Денисов А.В., Летуновский А.В. Оптико-цифровые системы и комплексы космического назначения // Известия ВУЗов Приборостроение, 2010, №3, с.51-59;
2. Демин А.В., Копорский Н.С. Имитационное моделирование информационно-измерительных и управляющих систем: Монография.- СПб: СПбГУ ИТМО, 2007.- 139 с;
3. Максимей И. В. Имитационное моделирование на ЭВМ. — М.: Радио и связь, 1988г. 232 с.: ил. — ISBN 5-256-00001-2.

АЛГОРИТМЫ ОБРАБОТКИ ИНФОРМАЦИИ В СИСТЕМАХ ТЕХНИЧЕСКОГО ЗРЕНИЯ ПРОМЫШЛЕННЫХ РОБОТОВ

Нгуен К.М., Чан Т.Х.

МГТУ им Н.Э. Баумана, г. Москва, Российская Федерация

В данной работе проведён анализ методов и алгоритмов обработки изображений в системах технического зрения промышленных роботов. Полученные результаты могут быть применены для решения задач, возникающих при создании систем технического зрения промышленных роботов.

Разработка и внедрение в промышленность роботизированных комплексов является одним из важнейших направлений в задаче создания систем гибкого автоматизированного производства. Целью исследований, изложенных в настоящей работе, является разработка алгоритмов обработки изображений, регистрируемых СТЗ, для решения задач распознавания образов деталей, а также оценки параметров, характеризующих их размеры и положение. Общие этапы обработки изображений в СТЗ представлены на рис.1

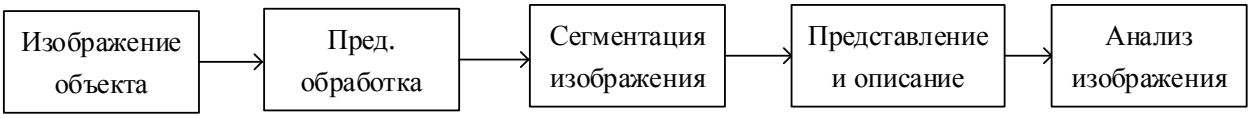


Рис.1. Блок - схема операций обработки изображений в системе технического зрения

• Методы и алгоритмы распознавания образов объектов в СТЗ

Для выполнения функции сортировки деталей на конвейере предлагается использовать в СТЗ алгоритм распознавания на основе анализа контуров – границ, изображений объектов. В этих алгоритмах в этапе представления и описания границы объектов используется метод Фурье [1]. Для вычисления Фурье-дескрипторов контур границы объекта представляется в виде массива комплексных чисел $f(k) = x(k) + iy(k)$, $k = 0,1,2,...N-1$. Выражение дискретного преобразования Фурье для массива $f(k)$ задается выражением [1]:

$$F(u) = \frac{1}{N}\sum_{k=0}^{N-1} f(k)\exp\left(-i\frac{2\pi uk}{N}\right), \text{ где } u = 0,1,2,...,N-1. \quad (1)$$

Комплексные коэффициенты $F(u) = F_u$, определяемые выражением (1), называются Фурье-дескрипторами границы. При формировании вектора признаков используют модули Фурье-дескрипторов с положительными и отрицательными индексами $u = \pm 1, \pm 2, ..., \pm L/2$, причём $L \le N-1$. Для обеспечения инвариантности признаков к сдвигу, повороту и изменению масштаба выполняют нормировку

дескрипторов на модуль дескриптора с индексом $u=1$. Вектор признаков $\mathbf{X}$ представляется в виде:

$$\mathbf{X}=\left(\frac{|F_{-L/2}|}{|F_1|},...,\frac{|F_{-2}|}{|F_1|},\frac{|F_2|}{|F_1|},...,\frac{|F_{L/2}|}{|F_1|}\right)^T. \qquad (2)$$

Значение параметра L определяет размерность признакового пространства, которая равна $K=L-2$.

В данной работе проведён сравнительный анализ двух алгоритмов распознавания образов, которые отличаются методами выделения контуров регистрируемых изображений деталей. В первом алгоритме для выделения контуров используется метод Канни [1], широко известный в практике цифровой обработки как один из лучших методов, а во втором алгоритме – предложенный авторами статьи метод, который назван комбинированным методом. Для сравнительной количественной оценки эффективности метода Канни и предложенного метода выделения контуров в алгоритме распознавания образов деталей был проведён численный эксперимент. В эксперименте использовалась тестовая выборка изображений, которая была подготовлена из эталонных сорока изображений и включала 440 изображений. Эталонные образы объектов, которые были включены в базу данных, представлены на рис. 2. Результаты эксперимента показывает, что комбинированный метод является более устойчивым к изменению масштаба изображения и аддитивному шуму.

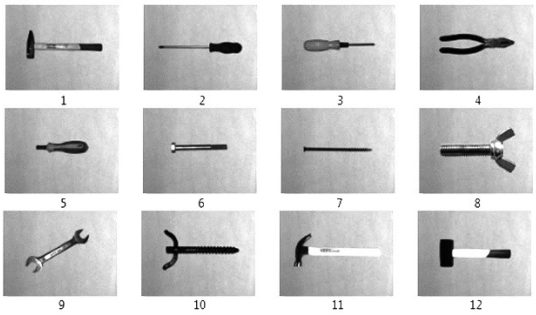


Рис 2. База данных 40 эталонных изображений

• Алгоритмы измерения размеров деталей и взаимного положения режущего инструмента и детали

Как отмечалось выше, одной из задач, решаемой СТЗ в составе роботизированных комплексов, является оперативный контроль размеров обрабатываемых деталей в процессе их механической обработки. Для контроля относительного положения поверхностей объектов широкое распространение получили датчики, основанные на триангуляционном методе [2]. На рис. 3 представлена функциональная схема прибора, который может быть использован для контроля поперечных перемещений объекта, например режущего инструмента, относительно оси вращения детали при обработке на токарном станке [3].

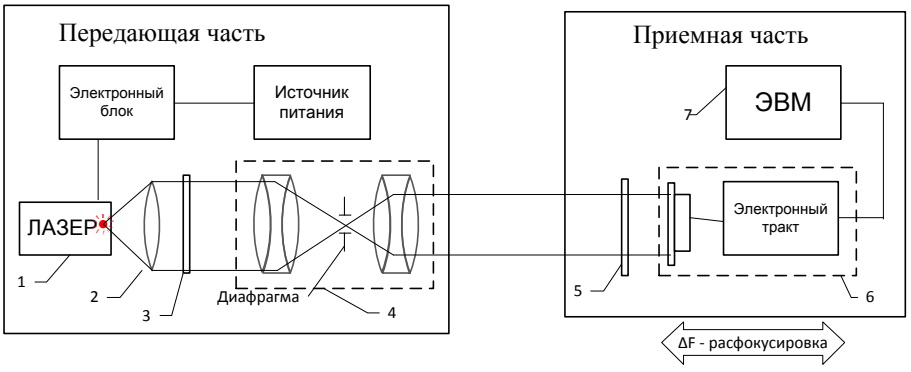


Рис. 3. Функциональная схема прибора

1-полупроводниковый лазер,2-объектив, 3-транспарант, 4-афокльная репродукционная ОС, 5-интерференционный фильтр, 6-телевизионная камера, 7-компьютер

Погрешность измерений описанного прибора, как и триангуляционного датчика, определяется алгоритмами, которые используются для оценки положения регистрируемого изображения. В данной статье авторами было рассмотрено 2 алгоритма: по положению «центра масс» и «оптимальный алгоритм». С целью сравнительной оценки эффективности алгоритмов были проведены экспериментальные исследования по измерению поперечных перемещений объекта на макете прибора, схема которого представлена на рис 3. Поперечное перемещение осуществлялось микрометрическим винтом, имеющим погрешность перемещения 2 мкм. Результаты измерений, обработанные по обоим указанным алгоритмам, показывает, что даже при изменении распределения облучённости в изображении транспаранта вдоль оси прибора среднее значение СКО погрешности оценки координат по оптимальному алгоритму практически совпадает с погрешностью микрометрического винта, составляющей 2 мкм. Среднее значение СКО погрешности оценки по алгоритму «центр масс» примерно в 2 раза превышает СКО погрешности оценки координат по оптимальному алгоритму.

На основании проведённых исследований алгоритмов обработки изображений в СТЗ роботизированных комплексов показано:

• алгоритм распознавания образов по контурам деталей на основе Фурье-дескрипторов с выделением границ предложенным комбинированным методом обеспечивает более высокую эффективность, чем алгоритм с выделением границ методом Канни;

• при измерении размеров и координат объектов более предпочтительным является оптимальный алгоритм.

1. Гонсалес Р., Вудс Р., Эддинс С. *Цифровая обработка изображений в среде MATLAB. – М.: Техносфера*, 2006. – 616 с.

2. Котюк А. Ф. *Датчики в современных измерениях. Москва. Радио и связь* — 2006

3. В.Я. Колючкин, Чан Тиен Хай. *Исследование характеристик репродукционной афокальной оптической системы в устройствах для измерения перемещений объектов, «Наука и образования»* № 02, февраль 2013.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРЕЛОМЛЯЮЩЕЙ РЕНТГЕНОВСКОЙ ЛИНЗЫ НА СУПЕРКОМПЬЮТЕРЕ СКИФ-БГУ

Яскевич Ю.Р., Кравченко О.И., Сорока И.И., Чембровский А.Г., Мудрецов И.Л., Колесник А.С., Серикова Н.В., Петров П.В., Кольчевский Н.Н.

Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь

Преломляющая рентгеновская линза представляет собой структуру содержащую большое число преломляющих поверхностей. В работе представлены результаты расчетов распределения поля сформированного преломляющей рентгеновской линзой. Расчеты выполнены на суперкомпьютере СКИФ-БГУ (Минск), обсуждаются эффективность и статистическая достоверность расчетов.

Суперкомпьютер — вычислительная машина, представляющая собой большое число высокопроизводительных серверных компьютеров, соединённых друг с другом локальной высокоскоростной магистралью. Суперкомпьютер СКИФ-БГУ находящийся в Минске имеет следующие характеристики [1]: тип процессора - AMD Opteron 248 (2.2 ГГц);

оперативная память на узле– 4 Гб; число вычислительных узлов / процессоров – 144/288; производительность – 1016 Гфлопс; операционная система – Linux.

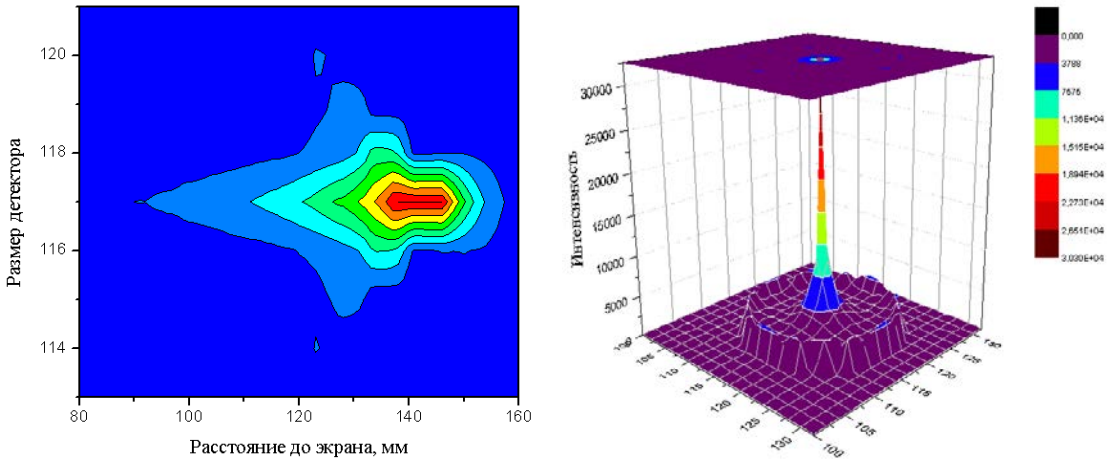
Преломляющая рентгеновская оптика является перспективной основой для создания методов неразрушающего контроля в жестком рентгеновском диапазоне (энергия фотонов более 5 кэВ, длина волны менее 1А). Возможности преломляющей оптики, экспериментально продемонстрированные в 1996 году [2], позволяют надеяться на создание эффективных преломляющих линз, имеющих фокусное расстояние менее 1см, радиус более 1 мм и пропускание порядка 10% в диапазоне энергий фотонов 5-150кэВ. В настоящее время, основные усилия направлены на увеличение пропускания и оптической силы преломляющей линзы. Современная преломляющая линза содержит более 1000 преломляющих поверхностей распределенных в объеме вещества.

В данной работе рассматривается преломляющая рентгеновская линза состоящая из большого числа отдельных микролинз расположенных вдоль оптической оси. Расчеты для преломляющей рентгеновской линзы ведутся в приближении геометрической оптики (длина волны существенно меньше линейных размеров системы), справедливость такого подхода подтверждается многочисленными экспериментальными результатами [3]. В данной работе рассматриваются возможности моделирования распространения рентгеновского излучения в преломляющих структурах методом Монте-Карло на суперкомпьютере СКИФ-БГУ для решения задач проектирования и оптимизации параметров рентгеновских преломляющих линз.

Программа «Xray-SKIF», предназначенная для моделирования распределения интенсивности излучения в многоэлементных преломляющих линзах, написана на языке программирования C++. Для распараллеливания программы применялся интерфейс MPI, библиотека MPICH2. Запуск и выполнение программы производились в БГУ на суперкомпьютере СКИФ-К1000-2.

Программа на основе начальных данных (параметры преломляющей линзы, характеристики источника и детектора) генерирует случайным образом большой массив рентгеновских лучей. По законам геометрической оптики выполняется расчет траектории луча и поглощение интенсивности луча вдоль траектории. Результаты расчета многих лучей сохраняются в динамический массив, что позволяет при заданных источнике и преломляющей линзе мгновенно восстанавливать распределение поля в произвольном сечении за преломляющей рентгеновской линзой.

Преломляющая рентгеновская линза в численном эксперименте имеет следующие параметры: число микролинз – 100; радиусы микролинз – 100 мкм; толщина микролинзы - 10мкм; энергия – 8 кэВ; радиус диафрагмы – 90 мкм; коэффициент поглощения материала - 1e-4 мкм$^{-1}$.



а) б)

Рис. 1. Результаты расчета поля в: а) продольной, б) поперечной плоскостях

С использованием разработанного программного обеспечения рассчитаны распределения интенсивности излучения в преломляющей рентгеновской линзе в приближении геометрической оптики для 10^9 лучей. При радиусе линзы порядка 100 мкм и разрешении детектора 10 нм требуется генерировать и рассчитывать порядка 10^9 лучей для получения статистически достоверных распределений интенсивности рентгеновского излучения в области фокусного пятна. Статистические оценки и расчеты показывают, что для построения гладких распределений требуется порядка 10^3 лучей на отдельную ячейку детектора, таким образом, детектор выбран 250*250 ячеек. Выполнен расчет распределения поля сформированного линзой с разрешением 10 нм. На рис.1 показаны рассчитанные распределения интенсивности в продольной и поперечной плоскостях в области фокусного пятна.

1. Суперкомпьютерные конфигурации СКИФ / *С.В. Абламейко [и др.].* – Минск: ОИПИ НАН Беларуси, – 170 с, (2005).
2. *A. Snigirev, V. Kohn, I. Snigireva and B. Lengeler*,// Nature (London). **384**. P.49., (1996)
3. *Dudchik Yu.I., Kolchevsky N.N.* // Nucl.Instrum. Meth. A. Vol.**421**. P.361., (1999)

УЛУЧШЕНИЕ КАЧЕСТВА ЧИСЛЕННО ВОССТАНОВЛЕННЫХ ИЗОБРАЖЕНИЙ С ЦИФРОВЫХ ГОЛОГРАММ ФРЕНЕЛЯ ПОДАВЛЕНИЕМ НЕЖЕЛАТЕЛЬНЫХ ПОРЯДКОВ ДИФРАКЦИИ

Поршнева Л.А., Черёмхин П.А.

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва, Россия

Проведено сопоставление девяти известных методов численной фильтрации цифровых голограмм Френеля для подавления нежелательных порядков дифракции. В результате численного и экспериментального тестирования на группе объектов определены методы, показавшие наилучшие результаты.

Основным информационным ограничением цифровых голограмм является число элементов регистрирующего фотоприёмника, определяющее общее число отсчётов в восстанавливаемых дифракционных порядках. Необходимость пространственного отделения информативного «+1» дифракционного порядка, содержащего восстановленное изображение объекта, от неинформативных «0» и «-1» при численном восстановлении цифровых голограмм приводит к дополнительному уменьшению числа элементов разрешения в восстанавливаемом изображении объекта не менее чем в 4 раза. На преодоление этого уменьшения числа элементов разрешения направлены методы численного подавления неинформативных дифракционных порядков при восстановлении цифровых голограмм. Целью данной работы являлось сопоставление и численная и экспериментальная апробация различных методов фильтрации цифровых голограмм Френеля для подавления нежелательных дифракционных порядков.

Для фильтрации цифровых голограмм Френеля с целью подавления нежелательных порядков дифракции были отобраны, программно реализованы и применены девять методов, описанных в литературе. Эти методы могут быть объединены в несколько групп:

1. Фильтрация в пространственной плоскости вычитанием из голограммы: её среднего значения (СЗ[1]); средних значений по группам элементов голограммы (ГЭ[1]); значений, полученных медианной фильтрацией голограммы (МФ).

2. Фильтрация в частотной плоскости: выбором области обнуления частот (ВО[2]); частот по порогу (ОЧП[3]); вычислением лапласиана (ВЛ[4]); использованием оконного фильтра ($ОФ_1$[5], $ОФ_2$[6]).
3. Нелинейная фильтрация по квадрантам в частотной плоскости (НФК[7]).

Первоначально проводилось численное тестирование методов на синтезированных голограммах. Методом прямого расчёта дифракции Френеля[8] рассчитывалось световое поле от объекта в плоскости голограммы, к нему добавлялась опорная волна. Далее к полученной синтезированной голограмме применялись методы подавления нежелательных порядков дифракции, и она численно восстанавливалась. Условия синтеза голограмм соответствовали условиям записи цифровых голограмм Френеля, использовавшихся в дальнейшем для экспериментального тестирования методов. Эта установка[9] позволяет записывать цифровые голограммы Френеля «плоских» объектов и объёмных сцен с разрешением 9 мкм ×9 мкм и числом отсчётов до 2048×2048 для сцен глубиной до 480 мм, на расстояниях 700÷1400 мм. Длина волны излучения лазера равнялась 532 нм. Объектом при синтезе голограмм являлось изображение размером 256×256 отсчётов, представленное на рис. 1а, помещённое в левый верхний угол поля размером 512×512 отсчётов. При синтезе расстояние от объекта до голограммы принималось равным 470 мм, длина волны излучения – 532 нм, размер элемента по объекту – 54 мкм. Мерой оценки качества восстановленных изображений являлось нормированное среднеквадратическое отклонение (НСКО[10]) восстановленного с голограммы изображения объекта относительно исходного.

Пример восстановления изображения одного из объектов с синтезированной голограммы без фильтрации порядков дифракции приведён на рис. 1б. На рисунке видны «+1» (изображение объекта) и частично «-1» и «0» порядки дифракции. Результаты восстановления изображения объекта с синтезированной голограммы, отфильтрованной от нежелательных порядков дифракции различными методами, представлены на рис.1 в-л: ВО (рис. 1в), МФ (рис. 1г), СЗ (рис. 1д), ОЧП (рис. 1е), $ОФ_1$ (рис. 1ж), $ОФ_2$ (рис. 1з), ГЭ (рис. 1и), ВЛ (рис. 1к), НФК (рис. 1л). Для наглядности яркость и контрастность изображений, приведённых на рис. 1б, л, изменены. Величины НСКО восстановленных изображений объекта от исходного при использовании различных методов численной фильтрации составили: 0,31 (ВО); 0,39 (МФ); 0,42 (СЗ); 0,42 ($ОФ_1$); 0,67 ($ОФ_2$); 0,71 (ГЭ); 0,87 (ВЛ); 0,99 (НФК).

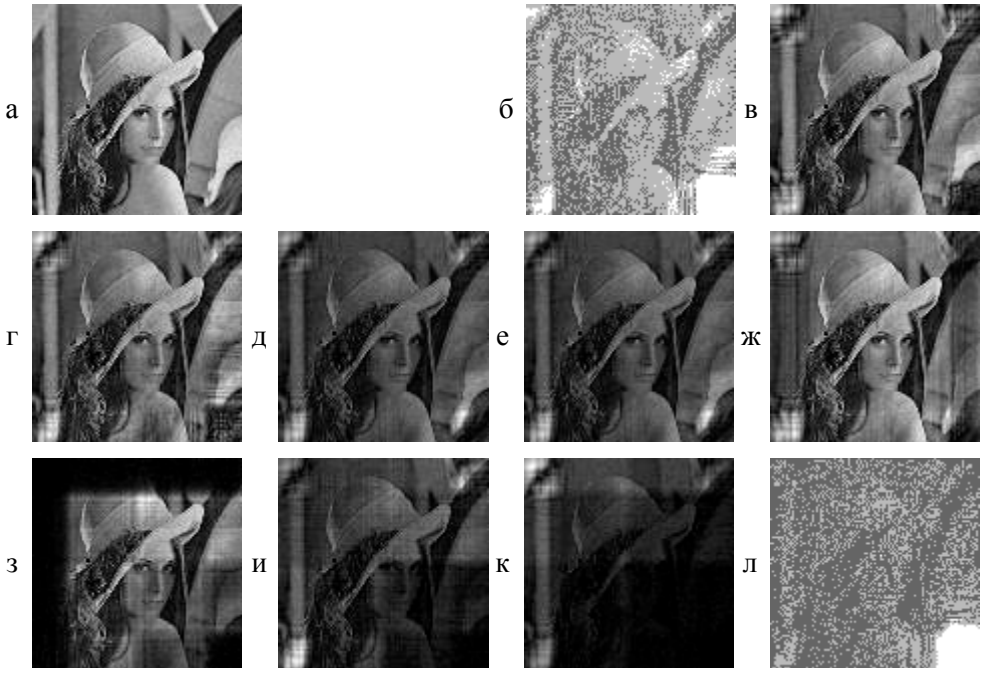


Рис. 1. Исходное изображение объекта (а) и восстановленные с синтезированной голограммы изображения без фильтрации (б) и после фильтрации дифракционных порядков различными методами: ВО (в), МФ (г), СЗ (д), ОЧП (е), $ОФ_1$ (ж), $ОФ_2$ (з), ГЭ (и), ВЛ (к), НФК (л)

Таким образом, для улучшения качества записанных цифровых голограмм Френеля были отобраны следующие методы: ВО, МФ, ОЧП, $ОФ_1$ и СЗ, показавшие лучшие результаты при численном тестировании на синтезированных голограммах. Следует отметить, что различие в величинах НСКО для изображений объектов, восстановленных с отфильтрованных синтезированных голограмм, для этих методов незначительно (0,31÷0,42) и уровень подавления нежелательных дифракционных порядков почти идентичен с визуальной точки зрения. Поэтому далее проведено экспериментальное тестирование методов на записанных цифровых голограммах.

На рис. 2а приведён пример фрагмента восстановленного изображения объекта с цифровой голограммы 2048×2048 отсчётов без использования методов фильтрации. Расстояние от объекта до голограммы равнялось 1010 мм. На рисунке видны «+1» порядок дифракции (изображение объекта) и частично накладывающийся на него «0» порядок. Результаты восстановления изображения объекта с той же голограммы после применения указанных методов фильтрации представлены на рис. 2б-е: СЗ (рис. 2б), ОЧП (рис. 2в), $ОФ_1$ (рис. 2г), МФ (рис. 2д), ВО (рис. 2е). Представленные результаты типичны для различных голограмм, использовавшихся в экспериментах. Методы СЗ и ОЧП обеспечили лишь частичное подавление «0» порядка. Наилучшие результаты при фильтрации цифровых голограмм продемонстрировали методы $ОФ_1$, МФ и ВО.

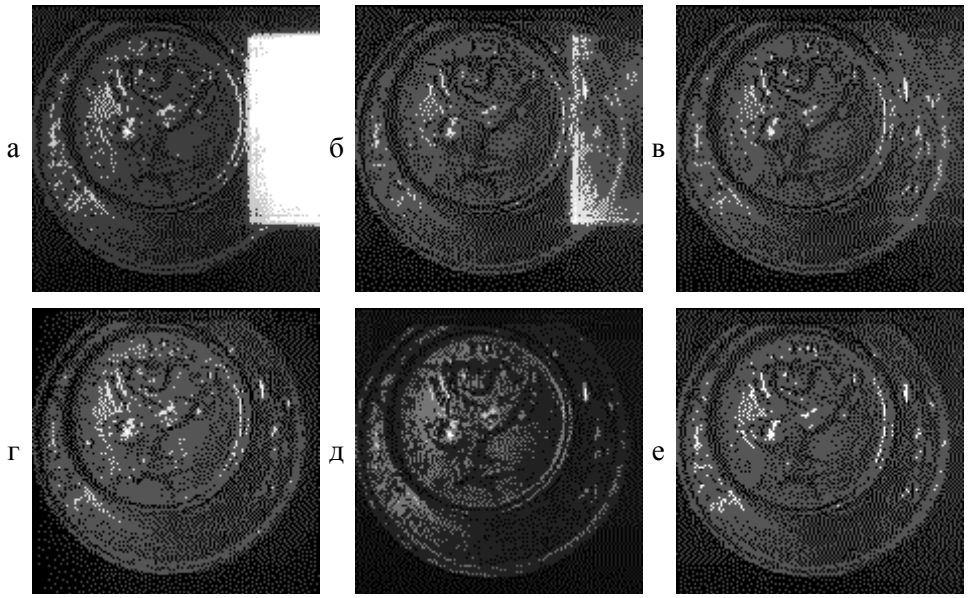


Рис. 2. Восстановленные с цифровой голограммы изображения объекта без фильтрации (а) и с использованием различных методов фильтрации дифракционных порядков: СЗ (б), ОЧП (в), $ОФ_1$ (г), МФ (д), ВО (е)

Таким образом, в результате численного и экспериментального тестирования девяти известных методов подавления нежелательных дифракционных порядков получено, что наилучшие результаты для синтезированных и цифровых голограмм дают методы, использующие обнуление области пространственных частот ВО, медианную фильтрацию голограммы МФ и оконный фильтр $ОФ_1$.

1. T. Kreis, W. Juptner, *Opt. Eng.*, **36**, pp.2357-2360, (1997).
2. E. Cuche, P. Marquet, C. Depeursinge, *Appl. Opt.*, **39**, pp.4070-4075, (2000).
3. O. Rincon [et al.], *Proc. of SPIE*, **8082**, p.80822E, (2011).
4. C. Liu, Y. Li, X. Cheng, Z. Liu, F. Bo, J. Zhu, *Opt. Eng.*, **41**, pp.2434-2437, (2002).
5. L. Ma, H. Wang, Y. Li, H. Zhang, *J. Mod. Optic.*, **56**, pp.2377-2383, (2009).

6. W. Liu, Y. Du, X. He, *Electrical Engineering and Control*, **98**, pp.575-582, (2011).
7. N. Pavillon [et al.], *Appl. Opt.*, **48**, pp.186-195, (2009).
8. W. Juptner, U. Schnars, *Digital Holography: Digital Hologram Recording, Numerical Reconstruction, and Related Techniques*, Berlin-Heidelberg: Springer-Verlag, 164 p., (2005)
9. N.N. Evtikhiev, S.N. Starikov, P.A. Cheryomkhin, V.V Krasnov, V.G. Rodin, *Proc. of SPIE*, **8429**, p.84291M, (2012).
10. J.R. Fienup, *Appl. Opt.*, **36**, pp.8352-8357, (1997).

СВЕРХБЫСТРАЯ ПЕРЕДАЧА ИНФОРМАЦИИ ПО ОДНОМОДОВОМУ ОПТИЧЕСКОМУ ВОЛОКНУ ПАРОЙ ИНТЕРФЕРИРУЮЩИХ ИМПУЛЬСОВ СО СВЕРХШИРОКИМ СПЕКТРОМ

Цыпкин А.Н., Материкина Д.В.

Национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

Продемонстрирована скорость передачи информации в двоичной системе 1,12 Гбит/с при частоте повторения спектральных суперцонтинуумов 70 МГц. Теоретически показано, что, используя этот метод сверхбыстрой передачи информации, можно достичь скорости более 10 Тбит/с при двоичной системе кодирования.

В настоящее время значительный интерес уделяется практическому использованию ультракоротких оптических импульсов с широким спектром в оптических системах сверхбыстрой передачи информации [1, 2]. Было показано, что передача информации может быть реализована квазидискретными спектральный суперконтинуумами, при спектральной интерференции двух спектральных суперконтинуума с задержкой друг относительно друга на временной интервал намного больше, чем длительность каждого импульса. Каждая спектральная линии квазидискретного спектра считается отдельным каналом связи. Метод сверхбыстрой передачи информации парой интерферирующих фемтосекундных оптических импульсов со сверхшироким спектром и кодирования информации в квазидискретном спектральном суперконтинууме, при том, что каждая спектральная линия является 1 битом информации, теоретически был продемонстрирован в работе [2].

Типичный результат квазидискретного спектрального суперконтинуума с 45 спектральными линиями, а также кодирование и передача в нем информации показаны в работе [3].

На рис. 1 представлена схема экспериментальной установки сверхбыстрой передачи информации с помощью пар интерферирующих фемтосекундных спектральных суперконтинуумов. 1 – фс лазер, 2 - генератор спектрального суперконтинуума, 3 - микролинзы, 4 - спектральный суперконтинуум, 5 - светоделитель, 6 - сканирующий зеркало, 7 - зеркало, 8 - квазидискретный спектральный суперконтинуум, 9 - мультиплексор/демультиплексор, 10 - волокнный модулятор амплитуды, 11 – внешний генератор, 12 - оптического волокно, 13 - фотодетектор, 14 - осциллограф, 15 - переданый кодированный квазидискретный спектральный суперконтинуум, 16 - PC.

В этой системе мы используем 16 спектральных линий шириной 20 нм, в диапазоне длин волн от 1310 нм до 1610 нм. На рис. 2 (слева) приведена зависимость квадрата модуля спектральной плотности квазидискретного спектрального суперконтинуума на выходе из интерферометра Майкельсона при временной задержке 400 фс, (справа)

показан результат кодирования спектральных линий с центральными длинами волн 1370 нм, 1470 нм и 1570 нн.

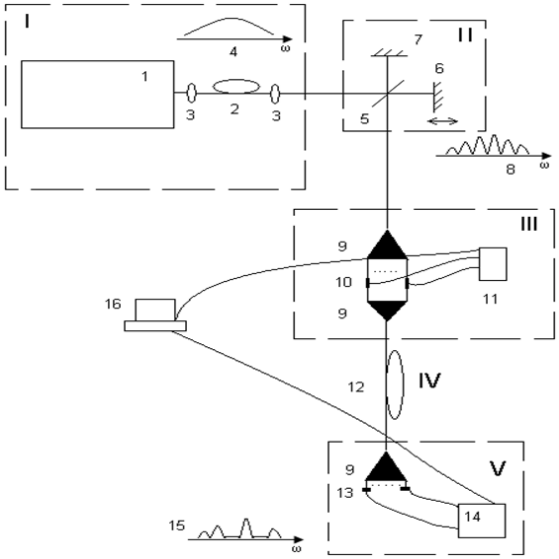


Рис. 1. Схема экспериментальной установки сверхбыстрой передачи информации с помощью пар интерферирующих фемтосекундных спектральных суперконтинуумов.

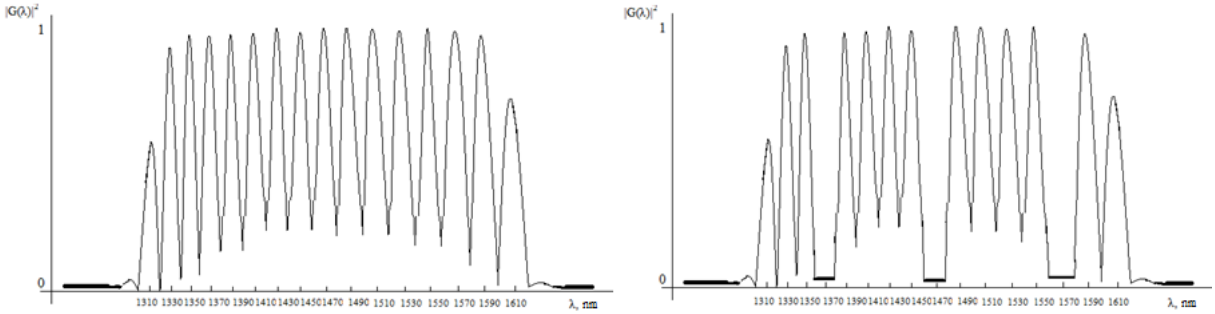


Рис. 2. (Слева) зависимость квадрата модуля спектральной плотности квазидискретного спектрального суперконтинуума на выходе из интерферометра Майкельсона при временной задержке 400 фс, (справа) результат кодирования спектральных линий с центральными длинами волн 1370 нм, 1470 нм и 1570 нн.

В результате мы продемонстрировали систему передачи информации, которая имеет скорость передачи в двоичной системе 1,12 Гбит/с при частоте следования спектральных суперконтинуумов 70 МГц. Теоретически возможно, что с помощью этого метода сверхбыстрого информации можно достичь скорости более чем 10 Тбит/с при двоичной системе кодирования.

1. Alfano R.R., Zeylikovich I. *Patent USA,* № 7245805, (2007).
2. Kozlov S.A., Drozdov A.A., Tcypkin A.N., *Patent RU,* № 87058, (2009).
3. Tsypkin A.N., Putilin S.E., Klykov S.S., Mel'nik M.V. and Kozlov S.A., *Journal of Optical Technology*, **80**, p. 466-469, (2013).

СТЕНДОВЫЕ ДОКЛАДЫ

ИЗМЕНЕНИЕ ПЛОТНОСТИ ПОТОКА ИНФОРМАЦИИ В ОПТИЧЕСКОМ ЭХО-ПРОЦЕССОРЕ В ТРЕХУРОВНЕВОЙ СИСТЕМЕ

Нефедьев Л.А., Сахбиева А.Р.

Казанский федеральный университет, Казань, Россия

В работе рассматривается изменение плотности потока информации, заложенной в объектный лазерный импульс и плотности потока информации отклика стимулированного фотонного эха в оптическом эхо-процессоре в трехуровневой система в зависимости от параметра неэквидистантности спектра.

Когерентные переходные процессы могут быть использованы для хранения и обработки информации[1,2,3,4](создание эхо-процессоров). Большой интерес представляет когерентное взаимодействие лазерных импульсов в трехуровневых системах, что может приводить к изменению шкалы реального времени и последовательности событий, информации о которых была заложена во временную структуру объектного импульса . С точки зрения теории информации это приводит к изменению плотности потока информации на выходе оптического эхо-процессора.

В данной работе рассматривается запись и воспроизведение информации при ее кодировке во временной форме объектного импульса .

При рассмотрении формирования стимулированного фотонного эха (СФЭ) в трехуровневой системе, где отклик СФЭ рассматривается в различных средах с определенными значениями параметра неэквидистантности спектра Г было выявлено, что чем больше значение Г, тем сильнее меняется шкала реального времени в отклике СФЭ. В этом случае длительность отклика СФЭ величин не постоянная. Поэтому плотность потока информации тоже должна меняться

Пусть объектным импульсом является первый возбуждающий лазерный импульс, временную форму которого представим в форме ступеньки. Дифференциальную информационную энтропию Фурье-спектра объектного импульса определим как $J_c^{'} = J_c - J_{c_0}$,где J_c определяется аналогично работе[5]

$$J_C = -\int_{-\infty}^{\infty} p(\omega')\log_2 p(\omega')d\omega' \qquad (1)$$

$$p(\omega') = \frac{A(\omega')}{\int_{-\infty}^{\infty} A_0(\omega')d\omega'} \qquad (2)$$

где $A(\omega')$ - амплитуда Фурье-компоненты электрического поля объектного импульса.

Плотность потока информации введем как

$$\rho = \frac{J_c}{\Delta t} \qquad (3)$$

где Δt - длительность объектного импульса

В работах[6,7] были получены выражения для оператора эволюции и матрицы плотности при возбуждении объектного лазерного импульса в многоуровневых системах. Используя этот оператор можно получит напряженность электрического поля отклика СФЭ и вычислить плотность потока информации

$$E = \int_{-\infty}^{\infty} g(\Delta_{12}) Sin\theta_1' Sin\theta_2' Sin\theta_3' S_{13}^{(1)*}(\Delta_{12}\Gamma) S_{13}^{(2)}(\Delta_{12}\Gamma) S_{12}^{(3)}(\Delta_{12}) \times e^{i\Delta_{12}(t-\tau_1-\tau_2)-i\Delta_{12}\Gamma\tau_1} \quad (4)$$

где $g(\Delta)$- функция распределения частот, $\tilde{S}_i = \int_{t_\eta - \Delta t_\eta/2}^{t_\eta + \Delta t_\eta/2} S_i e^{i\hbar^{-1}\Delta_i t}$ -спектр огибающей импульса , $S_i = \varepsilon_i(t) e^{-ig_i}$, g_i- волновой фронт, ε_i -огибающая импульса, $\theta' = \frac{\theta\hbar}{2}$ - площадь объектного импульса, $\theta = \frac{\sqrt{\sum_{i=1}^{2} |A_i|^2 |\tilde{S}_i|^2}}{\hbar}$. Отклик СФЭ несет информацию, которую можно описать информационной мерой аналогично (1), где $A(\omega')$ надо заменить на напряженность электрического поля отклика СФЭ (4)

На рис.2 представлено изменение плотности потока информации, заложенной в объектный лазерный импульс при его кодировке во временной форме ($\rho_{об}$), и плотности потока информации в отклике СФЭ ($\rho_{отк}$) в зависимости от величины параметра неэквидистантности спектра Г при значении ширины неоднородно уширенной линии равной $\sigma_{12} = 3нс^{-1}$. При увеличении Г плотность потока информации отклика СФЭ уменьшается, а плотность потока объектного лазерного импульса практически не меняется.

На рис.3 представлен график зависимости отношения $\frac{\rho_{отк}}{\rho_{об}}$ от неэквидистантности спектра при значении $\sigma_{12} = 3нс^{-1}$. Как видно из рисунка при увеличении Г отношение плотностей потоков информаций уменьшается

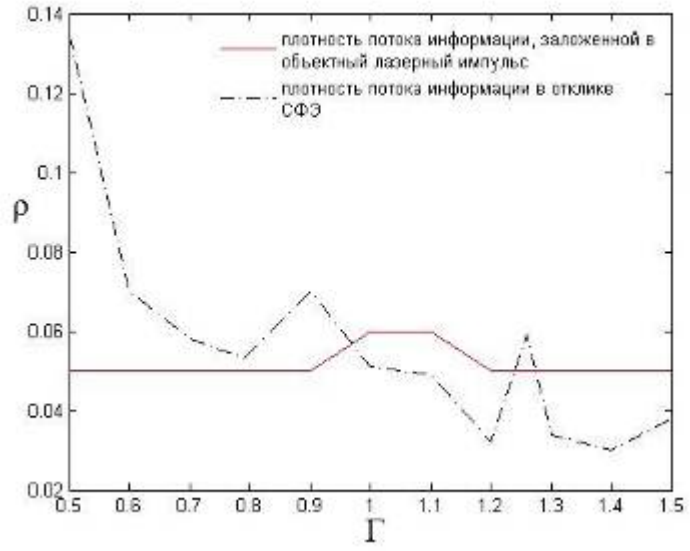


Рис.2. График зависимости плотности потока информации от параметра неэквидистантности спектра при значении $\sigma_{12} = 3нс^{-1}$ (ширина неоднородно уширенной линии)

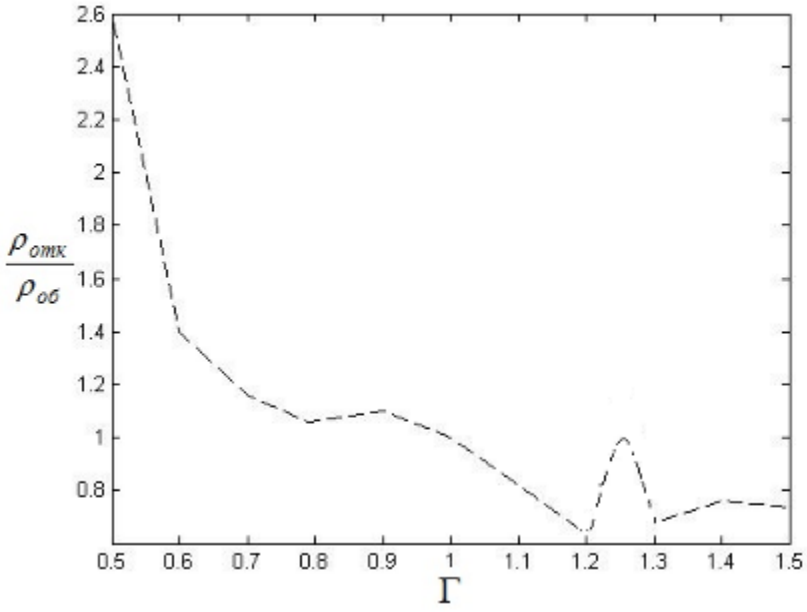


Рис.3. Отношение $\frac{\rho_{отк}}{\rho_{об}}$ от неэквидистантности спектра при значении $\sigma_{12} = 3нс^{-1}$ (ширина неоднородно уширенной линии)

1. A.A.Kalachev, V.V. Samartsev ,*Coherent phenomena in Optics*. Kazan State University, p.280. (2003)
2. L.A. Nefed'ev , I.A. Rusanova, *Laser physics*,**12**, № 3, p.1-5 (2002)
3. Л.А.Нефедьев , Э.И. Низамова, С.В. Тактаева, *Опт. и спектр*, **113**, №2, с. 156-161. (2012)
4. С.Г.Раутиан, Г.И.Смирнов, А.М. Шалагин, *Нелинейные резонансны в спектрах атомов и молекул*. Новосибирск: Наука. с.310 (1979).
5. L. A. Nefediev , A. R. Sakhbieva, *Advances in Optical Technologies*, **2012**, Article ID 561808, 5 pages
6. Л.А.Нефедьев, В.В. Самарцев, *ЖПС*. **57**, №5-6, с. 386-428, (1992)
7. Л.А. Нефедьев, В.В. Самарцев *Опт. и спектр,* **62**, № 3, 701-703, (1987)

ВЛИЯНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИИ ЛАЗЕРНОГО ПУЧКА С ФАЗОВОЙ СИНГУЛЯРНОСТЬЮ НА РАСПРЕДЕЛЕНИЕ В ФОКУСЕ ВЫСОКОАПЕРТУРНОГО АКСИКОНА

Савельев Д.А., Хонина С.Н.*

Самарский государственный аэрокосмический университет имени академика С.П. Королева (НИУ), Самара, Россия
*Институт систем обработки изображений РАН, Самара, Россия

На основе метода конечных разностей во временной области проведен численный анализ дифракции однородно-поляризованных лазерных пучков с фазовой сингулярностью. Показано, что в условиях высокой числовой апертуры на оптической оси формируется достаточно мощная продольная компонента электрического поля.

Известно, что аксикон формирует бесселевый пучок нулевого порядка, диаметр центрального пятна которого по полуспаду интенсивности равен FWHM=0,36λ/NA[1], что на 30% меньше, чем размер диска Эйри (FWHM = 0,51λ/NA), формируемого линзой с той же числовой апертурой (NA). Данный факт делает аксикон перспективным в приложениях, где необходимо формирование компактного в поперечном направлении светового пятна.

Для линейной поляризации освещающего аксикон излучения (которое производится большинством лазеров) уменьшению абсолютного размера светового пятна в интенсивности электромагнитного поля препятствует вклад продольной компоненты, усиливающийся при увеличении числовой апертуры и уширяющий поперечный размер светового пятна вдоль оси поляризации. Выделение продольной компоненты важно в таких приложениях как микроскопия, высокоразрешающая метрология, ускорение электронов и обработка материалов[2].

В работах[3-5] было показано, что для линейно-поляризованного излучения, падающего на бинарный аксикон с высокой числовой апертурой, можно сформировать продольную компоненту на оптической оси с помощью перпендикулярного оси поляризации фазового скачка. Аналогичный результат получается при использовании биаксикона. Однако этот эффект возникает только при определенной взаимной ориентации оси поляризации и биаксикона. В работах[3,5] был также рассмотрен спиральный бинарный аксикон, действие которого не зависит от поворота оси линейной поляризации.

Будем рассматривать формирование продольной компоненты на оптической оси не за счет асимметричной структуры аксикона, а вследствие фазовой сингулярности, которая присутствует в лазерных пучках, падающих на осесимметричный аксикон. Кроме фундаментальной Гауссовой моды, были рассмотрены мода Гаусса – Эрмита (0,1), соответствующая действию биаксикон, и мода Гаусса – Лагерра (0,1), соответствующая действию спирального аксикона.

Рассмотрим высокоапертурный ($\alpha_0 = 0{,}95$) бинарный микроаксикон вида:

$$\tau_b(r) = \exp\left\{i \arg\left[\cos\left(k\alpha_0 r\right)\cos\left(m\varphi\right)\right]\right\}. \qquad (1)$$

Для моделирования дифракции различных пучков на аксиконе (1) использовался метод конечных разностей во временной области (FDTD), реализованный в программном пакете Meep. Расчеты производились с использованием вычислительного кластера мощностью 775 GFlops.

Параметры моделирования: длина волны излучения $\lambda = 0{,}532$ мкм, радиус аксикона $R = 4{,}462\lambda$, числовая апертура $NA = \alpha_0 = 0{,}95$. Размер расчётной области $x, y \in [-6{,}5\lambda; 6{,}5\lambda]$, $z \in [6\lambda; 6\lambda]$. Толщина поглощающего слоя PML – 2λ, шаг дискретизации по пространству – $\lambda/30$, шаг дискретизации по времени – $\lambda/(60c)$, где c – скорость света. Толщина подложки аксикона равна 8λ. Источник находится на расстоянии 2λ перед рельефом аксикона, внутри подложки. Показатель преломления аксикона и подложки, в которой выполнен бинарный рельеф вида (1), равен $n = 1{,}46$. В этом случае высота микрорельефа составляет:

$$h = \frac{\lambda}{2(n-1)} \approx 1{,}087\lambda \cdot \qquad (2)$$

В данной работе рассмотрены три типа лазерных пучков, которые могут быть произведены в лазерных резонаторах и сохраняющие свою структуру при распространении в свободном пространстве:

- фундаментальная Гауссова мода

$$GS(x, y, z) = \frac{\sigma_0}{\sigma(z)} \exp\left[ikz - i\eta(z)\right] \exp\left[\frac{i\pi(x^2 + y^2)}{\lambda R(z)}\right] \exp\left[-\frac{x^2 + y^2}{\sigma^2(z)}\right], \qquad (3)$$

- мода Гаусса-Эрмита (0,1)

$$GH_{01}(x,y,z)=\frac{2\sqrt{2}\sigma_0 y}{\sigma^2(z)\sqrt{}}\exp[ikz-i2\eta(z)]\exp\left[\frac{i\pi(x^2+y^2)}{\lambda R(z)}\right]\exp\left[-\frac{x^2+y^2}{\sigma^2(z)}\right], \qquad (4)$$

- мода Гаусса-Лагерра (0,1)

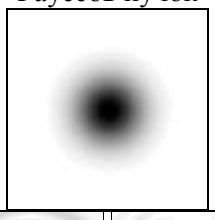
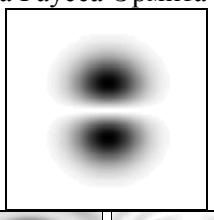
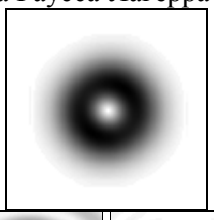
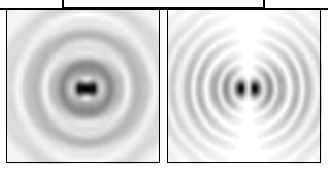
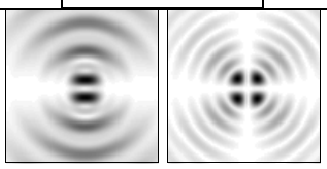
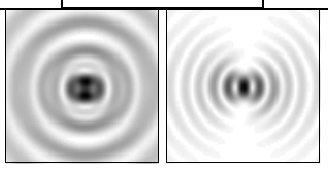
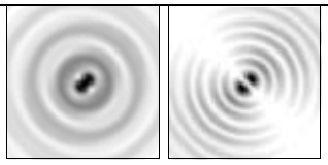
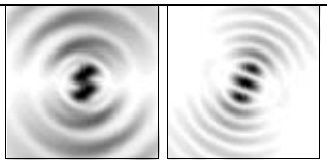
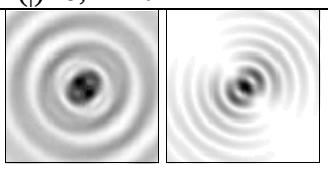
$$GL_{01}(r,\varphi,z)=\left(\frac{\sqrt{2}r}{\sigma(z)}\right)\exp[ikz-i2\eta(z)]\exp\left[\frac{i\pi r^2}{\lambda R(z)}\right]\exp\left[-\frac{r^2}{\sigma^2(z)}\right]\exp(i\varphi). \qquad (5)$$

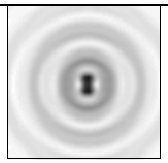
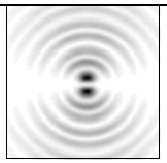
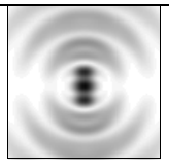
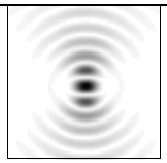
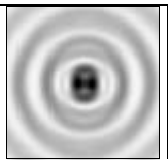
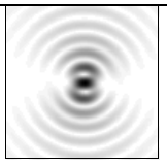
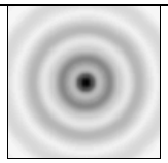
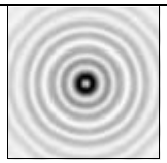
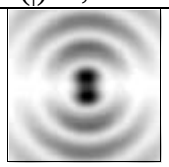
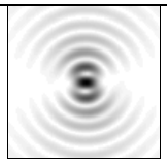
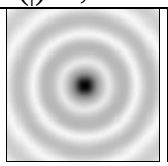
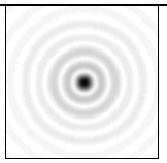
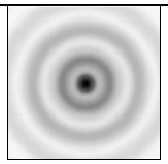
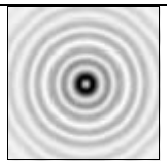
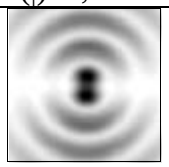
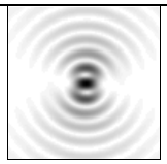
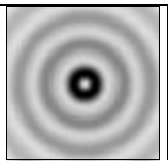
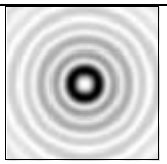
Пусть S – размер светового пятна по полуспаду интенсивности. В таблице 1 приведены поперечные сечения в плоскостях максимальной интенсивности для общего распределения (левое изображение в колонке) и для продольной компоненты (правое изображение в колонке), а также приведены размеры световых пятен по полуспаду интенсивности.

Отметим, что в абсолютном значении наилучший результат для размера светового пятна был получен в случае xy-линейной поляризации для моды Гаусса – Эрмита (0,1) в продольной компоненте вдоль направления 69° (S=0,42λ). Для Гауссова пучка оптимальными оказались линейная x- и y-поляризации (S=0,44λ) в общей интенсивности. Для моды Гаусса – Лагерра (0,1) наилучший результат при линейной x- и y-поляризации (S=0,43λ) в продольной компоненте. Для данных случаев максимум находился на расстоянии не меньше 0,55λ от рельефа аксикона. Для фундаментальной Гауссовой моды максимум находился очень близко к подложке, что не всегда удобно в приложениях. В случае круговой поляризации наиболее компактное фокальное пятно было получено при наличии вихревой фазы, т.е. при использовании моды моды Гаусса – Лагерра (0,1). В продольной компоненте формируется практически круглое световое пятно (S=0,52λ).

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 13-07-97004-р_поволжье_а, 13-07-00266, гранта федеральной целевой программы «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009-2013 годы (соглашение 8231).

Таблица 1. Распределение максимальной интенсивности, изображения 6λ×6λ

Поляризация	Гауссов пучок	Мода Гаусса-Эрмита (0,1)	Мода Гаусса-Лагерра (0,1)
			
x-линейная	 S(–)=0,87λ, S(|)=0,44λ, Sz(|)=0,58λ	 S(–)=1,23λ	 S(–)=1,485λ, Sz(–)=0,435λ, S(|)=1,047λ, Sz(|)=0,744λ
xy-линейная	 S(45°)=0,89λ, S(135°)=0,47λ, Sz(135°)=0,63λ	 S(45°)=1,49λ, **Sz(69°)=0,42λ,** S(135°)=1,07λ, Sz(159°)=0,9λ	 S(45°)=1,50λ, Sz(45°)=0,46λ, S(135°)=1,08λ, Sz(135°)=0,76λ

у-линейная	  S(–)=0,44λ, Sz (–)=0,57λ, S(|)=0,86λ	  S(–)=0,76λ, Sz(–)=0,73λ, S(|)=1,49λ, Sz(|)=0,43λ	  S(–)=1,05λ, Sz(–)=0,73λ, S(|)=1,47λ, Sz(|)=0,43λ
Круговая «+»	  S=0,73λ	  S(–)=0,78λ, Sz(–)=0,73λ, S(|)=1,41λ, Sz(|)=0,43λ	  S=0,83λ, Sz=0,52λ
Круговая «–»	  S=0,73λ	  S(–)=0,78λ, Sz(–)=0,73λ, S(|)=1,41λ, Sz(|)=0,43λ	 

1. V. P. Kalosha, and I. Golub, Opt. Lett., **32**, p. 3540-3542, (2007).
2. Q. Zhan, Advances in Optics and Photonics, **1**, p. 1-57, (2009).
3. С.Н. Хонина, Компьютерная оптика **34**, с. 461-468, (2010).
4. С.Н. Хонина, Д.А. Савельев и др., Оптический журнал, **79**, с. 22-29, (2012).
5. S.N. Khonina, D.V. Nesterenko, A.A. Morozov et al., Optical Memory and Neural Networks (Information Optics), **21**, p. 17-26 (2012).

ИЗГОТОВЛЕНИЕ ГОЛОГРАФИЧЕСКИХ ФИЛЬТРОВ ДЛЯ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ В СХЕМАХ ДИСПЕРСИОННЫХ КОРРЕЛЯТОРОВ

Молодцов Д.Ю.

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва, Россия

Описаны задачи, возникающие при изготовлении голографических фильтров для дисперсионных корреляторов, процесс их синтеза с использованием разработанного программного обеспечения. Данное решение может быть использовано в экспериментах, связанных с распознаванием источников немонохроматического излучения, для ускорения создания голографических фильтров.

При решении задач, связанных с оптическим распознаванием образов при помощи голографических корреляторов, требуется предварительная подготовка голографического фильтра для используемого типа коррелятора. Дисперсионный коррелятор позволяет

распознавать объекты не только по их пространственным характеристикам, но и по спектральным. При синтезе фильтра в этом случае учитывается зависимость между размером опорного объекта, спектром излучения, а также параметрами синтезируемой голограммы и геометрическими параметрами установки дисперсионного коррелятора. Расчет параметров обобщенного пространственного образа, записываемого на голограмму и содержащего в себе необходимую информацию о форме и спектре опорного объекта представляет собой достаточно трудоемкую задачу. Для быстрого и удобного изготовления голографических фильтров было разработано программное обеспечение в среде MATLAB, производящее все этапы по составлению обобщенного пространственного образа объекта, а также расчёту фурье-голограммы и последующую бинаризацию.

Данное программное обеспечение можно использовать в экспериментах, где требуется распознать определенное число объектов с известными пространственными и спектральными характеристиками. Экспериментатору необходимо задать пространственный образ объекта в виде графического файла, основные спектральные компоненты в спектре его излучения, а также знать геометрические параметры установки, разрешение выводящего голограмму устройства (модулятор, принтер, фотонаборный аппарат и т.п.), размер распознаваемого изображения объекта во входной плоскости коррелятора.

Основное окно программы, изображено на рис. 1. Именно в этой подпрограмме, рассчитывающей обобщенный пространственный образ, требуется указать все входные параметры, загрузить изображение объекта в виде графического файла, задать в соответствующих полях длины волн основных компонент в опорном спектре, и, в зависимости от используемого режима построения обобщенного образа, спектральные ширины данных компонент.

В программе есть возможность использовать один из пяти различных режимов задания пространственного образа объекта:

1. Загруженный файл с изображением используется только качественно: масштаб всех образов на расчётном поле голограммы будет зависеть только от вручную заданных его реальных размеров во входной плоскости коррелятора, заранее определенных экспериментатором. Для целей изготовления транспаранта при выборе соответствующей опции пользователь может сохранить отдельно рассчитанное изображение, которое при печати с заданным разрешением будет иметь необходимый размер;

2. Реальные размеры распознаваемого объекта рассчитываются автоматически исходя из разрешения загруженного графического файла и указания dpi устройства, с помощью которого оно было выведено для использования в качестве транспаранта;

3. На расчетном поле, генерируемом программой, входное изображение не будет отмасштабировано для образа, соответствующего максимальной длине волны. Реальный размер объекта рассчитывается автоматически исходя из заданных геометрических параметров коррелятора;

4. Пользователь не задает входное изображение. Программа моделирует входное поле, получаемое от объекта в форме прямоугольной щели с монохроматическим спектром излучения, полагая, что «монохроматический» образ щели на расчетном поле будет иметь ширину в один пиксель;

5. Режим, аналогичный предыдущему, однако предназначен для произвольных форм опорного объекта, задаваемых в виде силуэта графическим файлом. Размер объекта задается вручную.

После построения поля пользователь может передать его непосредственно в подпрограмму, производящую его фурье-преобразование. В этом случае последнее рассчитанное поле будет загружено в новом окне (рис. 2), и пользователь сможет задать различные параметры голограммы перед ее вычислением.

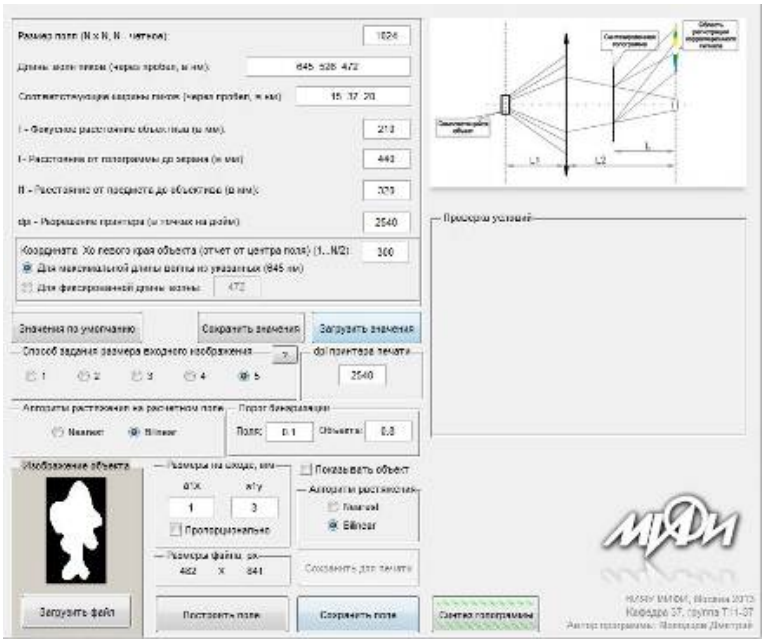


Рис. 1. Главное окно программы

Далее пользователь может выполнить детальную бинаризацию полученной голограммы, передав изображение в подпрограмму адаптивной бинаризации (рис. 3а).

В этой подпрограмме, помимо автоматического подбора оптимального порога бинаризации исходя из максимума на гистограмме исходного изображения, возможен выбор дополнительных геометрических преобразований (увеличение масштаба вдвое, мультиплицирование) которые во многих случаях могут улучшить качество получаемого корреляционного сигнала в выходной плоскости коррелятора.

Изображение, сохраненное в этой подпрограмме, является законченным бинарным голографическим фильтром для дисперсионного коррелятора, готовое к выводу на физический носитель (рис. 3б).

С использованием данного программного обеспечения были произведены фильтры, успешно распознающие излучение RGB-светодиода, являющегося хорошей моделью объекта с протяженным спектром излучения.

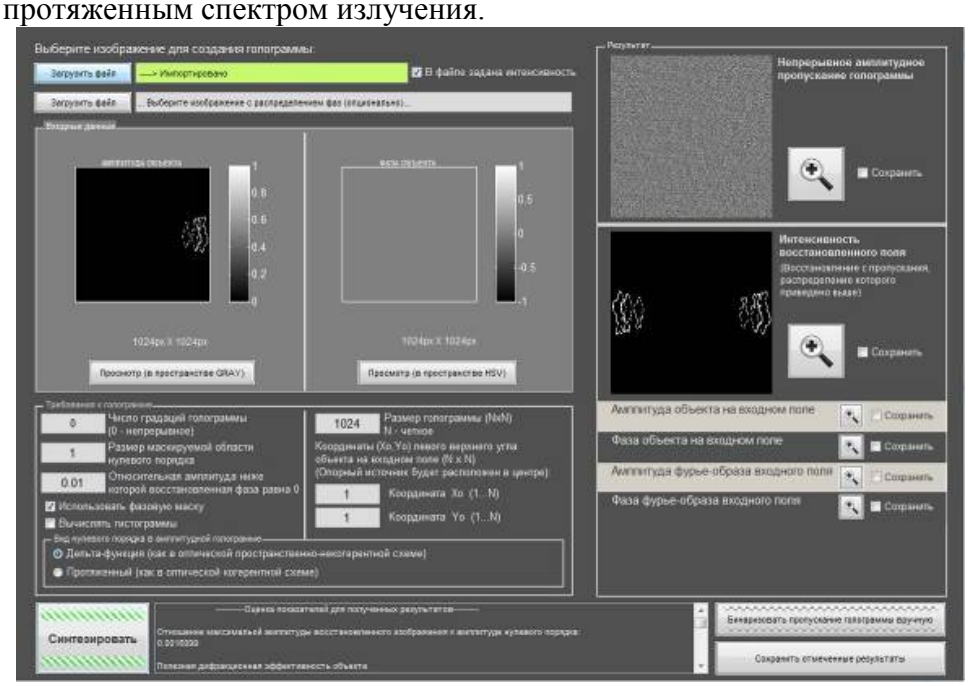
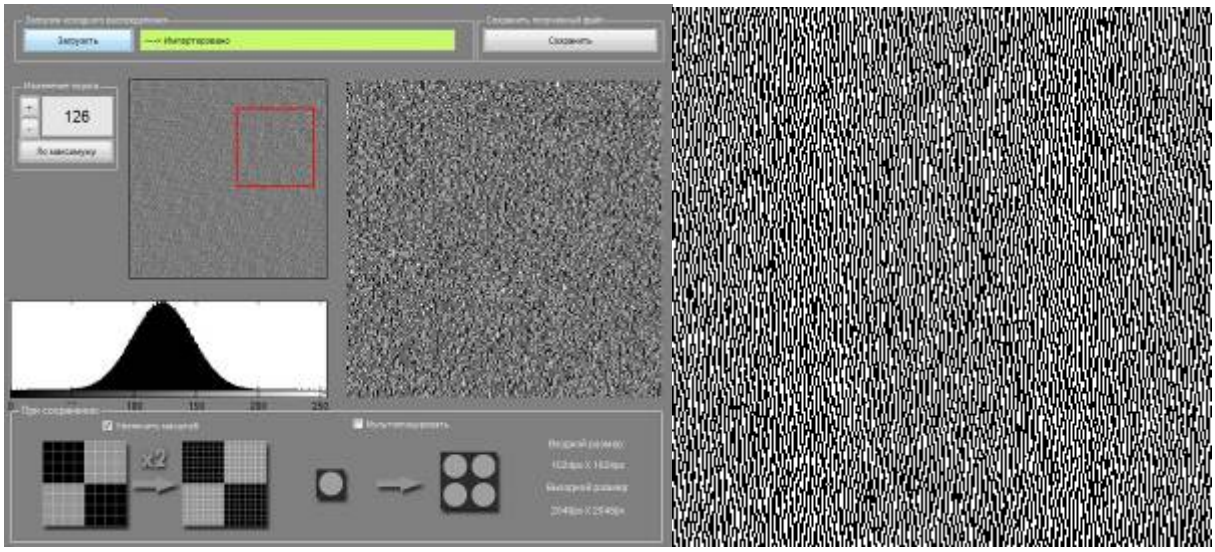


Рис. 2. Подпрограмма, осуществляющая фурье-преобразование расчетного поля



a) b)

Рис. 3. a) подпрограмма бинаризации, b) фрагмент полученного голографического фильтра

РАЗРАБОТКА ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКОГО ДИНАМИЧЕСКОГО ЗАПОМИНАЮЩЕГО УСТРОЙСТВА С ПЕРИОДИЧЕСКОЙ РЕГЕНЕРАЦИЕЙ ИНФОРМАЦИОННОГО ПОТОКА

Хлебородов Н.Р.

Белорусский государственный университет, Минск, Республика Беларусь

Разработана структурная схема волоконно-оптической динамической памяти регенеративного типа, осуществляющей хранение и периодическую 2R–регенерацию последовательности оптических импульсов с помощью нелинейного оптического кольцевого зеркала, что позволило на несколько порядков увеличить время хранения информации в таком устройстве.

В качестве мировой тенденции в сфере высокоскоростных спутниковых и наземных сетей связи является переход от традиционных радио и проводных каналов связи к оптоволоконным линиям связи. Использование оптических сетей позволяет передавать широкополосную информацию со скоростью десятки Гбит/с как по спутниковым, так и по наземным линиям связи. Использование оптического диапазона связывают с выигрышем в массогабаритном соотношении, скорости, стоимости. Антенны, излучающие в оптическом диапазоне, при малых размерах имеют значительно большие коэффициенты усиления по отношению к антеннам, работающим в радиодиапазоне. С целью повышения надежности функционирования оптической сети связи на “стыках” спутникого канала связи и наземной линии необходимо наличие оптического буфера, который обеспечит достаточное время хранения информации в виде оптических импульсов при заданной вероятности ошибки.

Оптические устройства промежуточного хранения информационного потока, как правило, основаны на рециркуляционном принципе и технологии плотного спектрального уплотнения (DWDM): оптические импульсы на разных длинах волн поступают через оптический мультиплексор в оптоволоконное кольцо задержки, длина которого определяется количеством хранимых импульсов (бит информации), их длительностью, расстоянием между импульсами. Такие устройства, при достаточном времени хранения данных, могут использоваться как ОЗУ в оптопроцессорах, оптических компьютерах, оптических устройствах, осуществляющих математические и логические преобразования.

Для увеличения времени хранения информации в процессе циркуляции в замкнутом волоконно-оптическом контуре необходимо принимать меры по периодической регенерации сигналов. Существующие волоконно-оптические запоминающие устройства [1–3] без оптоэлектронного преобразования ориентированы, как правило, на восстановление только амплитудных характеристик сигнала (1R–регенерация). Для высокоскоростной динамической оптической памяти в результате дисперсионных эффектов в оптоволоконной линии задержки и временного джиттера происходит искажение циркулирующих импульсов и, как следствие, хранящихся данных. В результате, разработка способов восстановления информационных импульсов по форме, амплитуде и длительности в оптическом диапазоне является актуальной задачей.

Нами разработана архитектура цифровой волоконно–оптической динамической памяти (ВОДП) со спектральным уплотнением информационных каналов, позволяющая уменьшить влияние указанных недостатков на информационные характеристики таких устройств. В оптическом диапазоне реализуется восстановление циркулирующих импульсных сигналов как по амплитуде, так и по форме и длительности, так называемую 2R-регенерацию (re-amplification+re-shaping). Применение в качестве регенераторов электрических устройств ведет к существенному ограничению быстродействия ВОДП, требует преобразования оптического сигнала в электрический ток и обратно. В этом случае для работы с субнаносекундными скоростями информационных потоков необходимо применять оптические регенераторы. Одним из способов такой оптической регенерации является использование модифицированного нелинейного оптического кольцевого зеркала (НОКЗ) на основе оптического волокна [4]. Скорость работы таких устройств определяется временем нелинейного отклика среды (кварца), составляющем всего несколько фемтосекунд. НОКЗ является оптоволоконным аналогом интерферометра Саньяка и состоит из несимметричного оптического соединителя, петли сильнонелинейного волокна со смещенной точкой нулевой дисперсии, эрбиевого усилителя, поляризатора и аттенюатора. Сигнал, поданный на вход такого устройства, разделяется на несимметричном оптическом Х-образным разветвителе на сигналы, бегущие по кольцу из сильно нелинейного волоконного световода с аномальной дисперсией групповой скорости в противоположных направлениях, которые затем интерферируют на выходе из кольца. Сигнал, бегущий по часовой стрелке, усиливается сразу на входе в кольцо двунаправленным волоконным эрбиевым усилителем и затем испытывает сильное нелинейное преломление, в то время как сигнал, распространяющийся в противоположном направлении, усиливается только перед выходом из кольца и испытывает меньшее нелинейное преломление. В результате образуется ненулевой относительный набег разности фаз, пропорциональный мощности сигнала. При этом поляризация оптического излучения, распространяющегося в обоих направлениях, контролируется контроллерами поляризаторами. Двунаправленные мультиплексоры/демультиплексоры не только пространственно разделяют/объединяют спектральные каналы, но и служат оптическими фильтрами с шириной полосы пропускания 100–120 ГГц. Результатом действия НОКЗ является то, что длительность информационных импульсов уменьшается до первоначального значения, т.е. происходит восстановление импульсной последовательности по форме и длительности. За счет выбора величины предусиления сигнала на входе НОКЗ можно добиться того, что передаточная характеристика зеркала будет иметь точку устойчивого равновесия, при этом пиковая мощность входного излучения должна находиться в пределах 7–12 мВт. На выходе из оптического регенератора для того, чтобы избежать паразитных нелинейных эффектов в волоконно-оптической линии задержки, средняя мощность сигналов уменьшается до требуемых начальных значений 1,5–2 мВт на один информационный канал с помощью оптического аттенюатора.

Для математического моделирования распространения оптических сигналов в данной системе было использовано обобщённое нелинейное уравнение Шрёдингера (НУШ) [4]:

$$i\frac{\partial A}{\partial z}-\frac{B_2}{2}\frac{\partial^2 A}{\partial t^2}-i\frac{B_3}{6}\frac{\partial^3 A}{\partial t^3}+\gamma\left|A^2\right|A=-iaA, \qquad (1)$$

где A – огибающая электрического поля импульса, z – координата вдоль волокна, t – "запаздывающее" время, связанное с физическим временем t_{phis} соотношением $t=t_{phis}-z/v_{group}$, v_{group} – групповая скорость пакета, B_2 – дисперсия групповой скорости, B_3 – дисперсия третьего порядка, α – коэффициент затухания, $\gamma=2\pi n_2/\lambda A_{eff}$ – коэффициент нелинейности, n_2 – нелинейный показатель преломления.

Решение НУШ (1) с разными наборами коэффициентов B_2, B_3, γ, α даёт описание динамики распространения сигнала в различных типах волокна. Уравнение (1) решалось численно путём сведения к системе обыкновенных дифференциальных уравнений разделением на мнимую и действительную часть с последующей заменой частных производных конечными разностями [5].

Решение можно представить в виде:

$$A(z,t)=v(z,t)+iw(z,t), \qquad (2)$$

где, $v(m)$ и $w(z,t)$ – реальная и мнимая части электрического поля.

Моделирование осуществлялось на равномерной прямоугольной сетке:

$0\le z\le L$, $0\le t\le T$, $z_n=nk(n=0,1,2,...,N)$ $k=N/L$, $t_m=mh(m=0,1,2,...,M)$ $h=T/M$.

Подставляя (2) в (1) и приравнивая коэффициенты при различных степенях i получим систему дифференциальных уравнений относительно переменной z. Заменив частные производные по t на конечные разности [6] получим:

$$\frac{\partial v(m)}{\partial z}=-av(m)-\gamma\left|A(m)^2\right|w(m)+\frac{B_2}{2}w_{tt}(m)+\frac{B_3}{6}v_{ttt}(m), \qquad (3)$$

$$\frac{\partial w(m)}{\partial z}=-aw(m)+\gamma\left|A(m)^2\right|v(m)-\frac{B_2}{2}v_{tt}(m)+\frac{B_3}{6}w_{ttt}(m), \qquad (4)$$

где, $v(m)_{tt}$, $w(m)_{tt}$, $v(m)_{ttt}$, $w(m)_{ttt}$ – численная аппроксимация соответственно второй и третьей производной, вычисленная в узле сетки с номером m по переменной времени при заданном значении переменной z.

Система (3) – (4) решается стандартным методом Рунге Кутта четвёртого порядка точности [7]. Получены распределения амплитуды и длительности оптических импульсов на выходе оптического регенератора в зависимости от длины нелинейного волоконного световода и коэффициента усиления двунаправленного оптического усилителя. С помощью численного моделирования показано, что использование разработанного устройства 2R-регенерации позволяет на два порядка увеличить время хранения информации в ВОДП.

1. R.K. Singh, R. Srivastava, Y.N. Singh, *Optical and Quantum Electronics*, **39,** №1,pp. 15–34, (2007).

2. K. Laevens, M. Maeneclaey, H. Brunnel, *Telecommun. Syst.*, **31,** №3, pp. 259–287, (2006).

3. S. Fu [et al.], *Appl.Phys.B.*, **85,** № 4, pp. 571–574, (2006).

4. А.И. Латкин, *Квантовая электроника*, **35,** №3, с. 273–277, (2005).

5. Д.Л. Оганесян, А.О. Оганесян, Г.Д. Оганесян и др., *Известия НАН Армении, Физика*, **45**, №6, с.391–400, (2010).

6. W.E. Schiesser, G.W. Griffiths, *Cambridge Univercity Press*, 2009.

7. J.H. Mathews, K.K. Fink, *Prentice Hall*, 4th edition, 2004.

ПОВЫШЕНИЕ ТОЧНОСТИ МОДУЛЯЦИИ ФАЗЫ В ЖК ПВМС HOLOEYE PLUTO VIS

Бондарева А.П., Краснов В.В., Черёмхин П.А.

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва, Россия

Проведены измерения зависимости фазового сдвига от величины сигнала и временной задержки от начала кадра для фазового ЖК ПВМС HoloEye PLUTO VIS. Осуществлена синхронизация ПВМС и регистрирующей камеры, в результате чего получено повышение точности фазовой модуляции более чем на порядок.

Современные жидкокристаллические пространственно-временные модуляторы света (ЖК ПВМС) характеризуются большим количеством отсчётов (до 6 млн.), адресуемых градаций фазы (до 256) и глубиной модуляции (до $10\,\pi$), обеспечивая частоту смены кадров до 60 Гц. В большинстве современных модуляторов используется цифровая адресация сигналов, что позволяет реализовывать компактные контроллеры при большом количестве пикселей. Однако, при цифровой адресации сигналов в ЖК ПВМС неизбежны флуктуации фазы, вызванные ступенчатым профилем управляющего напряжения. Целью данной работы являлось устранение негативных эффектов флуктуации фазы путём синхронизации ПВМС с регистрирующей камерой. Использовался фазовый ЖК ПВМС HoloEye PLUTO VIS, работающий в режиме «на отражение» и имеющий следующие характеристики: число отсчётов - 1920×1080, размер элемента – 8 мкм × 8 мкм, частота смены кадров - 60 Гц, число уровней фазы - 256 (8 бит).

Для исследования динамики колебаний фазового сдвига и повышения точности фазовой модуляции предложена и реализована схема подключения устройств в режиме синхронизации, приведённая на рис. 1. Видеосигнал по DVI интерфейсу с компьютера (ПК) поступает на ПВМС и устройство синхронизации. ПВМС использует только зелёный информационный канал видеосигнала, в связи с чем для выделения импульсов синхронизации использовался красный канал. Импульсы кадровой синхронизации прореживаются счётчиком, так как частота кадров использовавшейся камеры не превышает 2 Гц, и поступают на управляемую линию задержки. Величина временной задержки от начала кадра устанавливается с компьютера. Приведённая схема может также использоваться для синхронизации импульсного лазера или затвора.

Для измерения величины фазового сдвига использовался двулучевой интерференционный метод. Схема экспериментальной установки приведена на рис. 2. Источником излучения являлся гелий-неоновый лазер с длиной волны 633 нм. Излучение лазера фильтруется и расширяется линзами L1, L2 и диафрагмой D1. Поляризатор P пропускает свет с горизонтальной поляризацией. Далее пучок ограничивается диафрагмой D2 и попадает на дифракционную решётку. Линза L3 строит изображение диафрагмы D2 в плоскости экрана модулятора SLM, а также изображение дифракционной решётки в плоскости фотосенсора камеры. В результате блокировки нулевого порядка дифракции экраном, расположенным в плоскости экрана модулятора, изображение решётки имеет удвоенную частоту. Анализатор пропускает свет с горизонтальной поляризацией. Линза L4 участвует в построении изображения решётки в плоскости фотосенсора камеры.

Рис. 1. Схема подключения устройств в режиме синхронизации

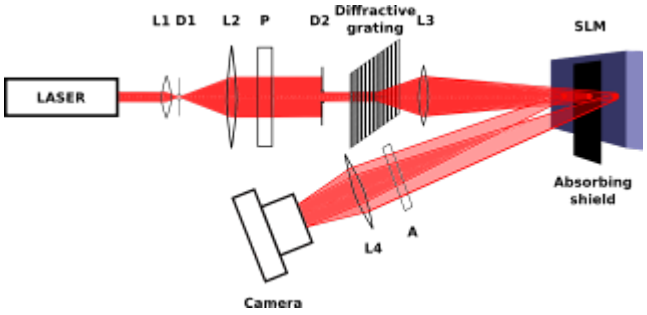


Рис. 2. Схема экспериментальной установки для измерения фазовой модуляции ПВМС

Интерференционные картины фиксировались камерой Megaplus II ES11000. При подаче различных уровней сигнала на половины экрана ЖК ПВМС изменяется величина фазового сдвига и, соответственно, положение интерференционных полос. По величине сдвига полос определяется величина фазового сдвига.

Были исследованы три варианта конфигураций адресации сигналов на модулятор [1]: «18-6» (конфигурация по умолчанию; допускает 1216 значений уровней фазы), «5-5» (192 значения) и «0-6» (64 значения). Так как количество адресуемых уровней сигнала на ПВМС составляет 256, то для конфигураций «5-5» и «0-6» некоторые значения из этих 256 приводят к одинаковым величинам фазовой модуляции.

Была осуществлена полная автоматизация процесса измерения с использованием скриптового языка AutoHotkey. Измерения происходили следующим образом. На одну половину ЖК ПВМС подавался нулевой сигнал, а на вторую – сигнал, варьируемый в диапазоне 0÷255 с шагом 5 градаций. Время каждой экспозиции составляло 134 мкс. Далее производилась съёмка интерференционных картин, соответствующих определённому сигналу на ПВМС и определённой временной задержке относительно начала отображения кадра на ПВМС. Величины задержек составляли 0÷18 мс с интервалом в 0,5 мс. Таким образом, для получения картины фазовых флуктуаций регистрировались 1924 интерференционные картины. На рис. 3 приведены полученные зависимости фазового сдвига от величины сигнала, поданного на ПВМС, с учётом амплитуды колебаний фазы в течение кадра, для конфигураций «18-6», «5-5» и «0-6».

Используя полученные зависимости, определены характеристики временных флуктуаций фазовой модуляции в ПВМС HoloEye PLUTO VIS. В таблице 1 представлены полученные параметры как без использования синхронизации ПВМС с камерой, так и с синхронизацией. Эффективное число разрешимых градаций фазы на ПВМС определялось как отношение максимальной величины модуляции к размаху флуктуаций фазы. При этом необходимо учитывать, что разрешимые градаций фазы, относящиеся к минимальному и максимальному сдвигам фазы, дают вклад в виде половины размаха флуктуаций фазы.

В результате получено, что с конфигурацией «18-6» модулятор может передать не более 4 разрешимых градаций фазы при максимальной глубине модуляции 3,17±0,01 π; с конфигурацией «5-5» – не более 7 разрешимых градаций при максимальной глубине модуляции 3,01±0,01 π; а с конфигурацией «0-6» – не более 9 разрешимых градаций при максимальной глубине модуляции 2,39±0,01 π. При этом для конфигурации «18-6» использование синхронизации увеличило число разрешимых градаций в 14 раз.

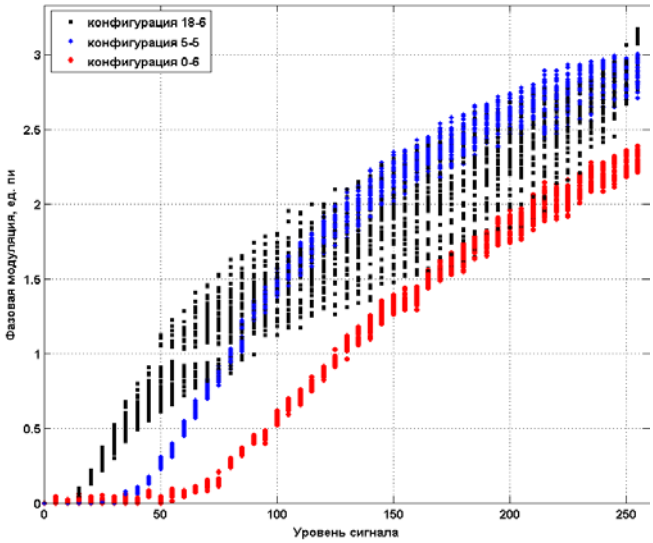


Рис. 3. Зависимости фазового сдвига от величины сигнала, поданного на ПВМС, с учётом амплитуды колебаний фазы в течение кадра ПВМС, для конфигураций 18-6, 5-5 и 0-6

Таблица 1. Характеристики фазовой модуляции ЖК ПВМС HoloEye PLUTO VIS

Конфигурация адресации сигналов	«18-6»	«5-5»	«0-6»	«18-6» с синхронизацией
Максимальный уровень фазовой модуляции, π	3,17	3,01	2,39	2,72
Максимальный уровень средней фазовой модуляции, π	3,05	2,88	2,29	2,70
Максимальное среднеквадратическое отклонение флуктуаций фазы, π	0,24	0,13	0,07	0,01
Максимальная амплитуда флуктуаций фазы, π	0,48	0,23	0,13	0,03
Эффективное число разрешимых градаций фазы	4	7	9	55

Таким образом, без использования синхронизации ПВМС, конфигурации адресации сигналов обеспечивают лишь до 9 разрешимых градаций фазы. В случае использования синхронизации лучшая конфигурация («18-6») обеспечивает в 6 раз большее число разрешимых градаций фазы – 55 или в 14 раз большее, чем эта же конфигурация («18-6») без синхронизации.

1. A.Hermerschmidt, S.Osten, S.Krüger, T.Blümel, *Proc.SPIE*, **6584**, p.65840E, (2007).

ОСОБЕННОСТИ ПОРОЖДЕНИЯ ИНДУКТИВНЫХ ПОНЯТИЙ ПРИ РЕАЛИЗАЦИИ ПО СХЕМЕ ГОЛОГРАФИИ ФУРЬЕ

Лялюшкин Л.С.

Научный руководитель к.т.н., с.н.с., доц. каф. ФиОИ Павлов А.В.

Национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

Исследованы характеристики индуктивных понятий при разных параметрах модели двухслойной нейронной сети, реализованной по схеме голографии Фурье. Использованы линейная и нелинейные голографические среды. Показана универсальность свойств паттерна индуктивной гипотезы при разных условий обработки образов.

Процесс обработки информации человеком исследуется довольно давно. Один из подходов гласит, что человеческому мозгу свойственно мышление образами. А реализация символьного (логического) мышления у человека осуществляется как развитие мышления образного[1]. Таким образом, возникает вопрос об интеграции двух форм мышления в одной системе. В искусственном интеллекте попытки создания нейросети (НС) обычно реализуются при помощи ресурсов ЭВМ. Но компьютерам свойственно лишь символьное вычисление и обработка информации. В связи с этим актуально использование голографических парадигм в свете работы с образами.

Процесс познания осуществляется, в основном, посредством индукции[2], как одним из видов правдоподобных рассуждений. Подход к реализации индуктивного вывода схемой голографии Фурье, был предложен в работе [3].

Реализация индукции осуществляется по схеме на рис. 1 (а) путем предоставления двух образов – паттернов внутренней репрезентации информации (ПВР) – индексного $Im_R(x,y)$ в слое репрезентации R, индуцируемого $Im_C(\zeta,\eta)$ в слое С и записью голограммы

$$H_{RC}\left(\nu_x,\nu_y\right)=F^*\left(Im_R\left(x,y\right)\right)F\left(Im_C\left(\zeta,\eta\right)\right), \qquad (1)$$

где F – символ преобразования Фурье, астериск – комплексное сопряжение, а ν_x,ν_y – частоты – градации шкалы общности признаков как шкалы частот, на которой индивидуальные признаки занимают область высоких частот, а общие - низких. При восстановлении голограммы индексным образом Im_R в слое С формируется новый паттерн:

$$Im_C\left(\zeta,\eta\right)=\left(Im_R\left(x,y\right)\otimes Im_R\left(x,y\right)*Im_C^{ini}\left(x,y\right)\right)_{\boldsymbol{\eta}}, \qquad (2)$$

где F и * - символы операций корреляции и свертки, соответственно.

Задача индукции решается расширением спектра индуцируемого образа $F(Im_C(\zeta,\eta))$ при отображении на фазосопрягающем зеркале нелинейным итерирующим отображением (ИО) Nl в слое С

$$Im_{CNl}^{n}\left(\zeta,\eta\right)=Nl\left(Im_C^{n-1}\left(\zeta,\eta\right)\right). \qquad (3)$$

На каждой итерации после отображения (3) записывается новая голограмма, ассоциирующая текущий индуцируемый ПВР $Im^n{}_{CNl}(\zeta,\eta)$ с расширенным после отображения на ИО спектром с индексным:

$$H_{RC}^{n}\left(\nu_x,\nu_y\right)=\boldsymbol{\eta}\left(F^*\left(Im_R\left(x,y\right)\right)F\left(Im_{CNl}^{n}\left(\zeta,\eta\right)\right)\right), \qquad (4)$$

где $\boldsymbol{\eta}$ – дополнительная фильтрация на голограмме, учитывающая тип голографической среды. Затем на голограмме (4) отображается индексный образ и в слое С формируется новый вариант ПВР индуцируемой гипотезы

$$Im_C^{n+1}(\zeta,\eta) = \left(Im_R(x,y) \otimes Im_R(x,y) * Im_{CNl}^n(\zeta,\eta) \right)_{\eta^n}. \quad (5)$$

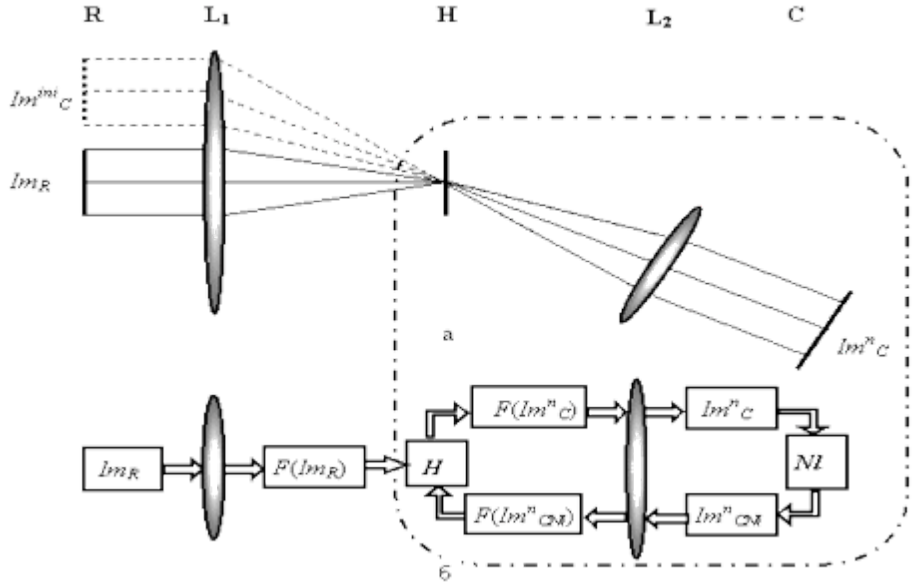


Рис. 1. 4-f схема голографии Фурье (а) и соответствующая ей кольцевая автоколебательная система (б).

Как видим, описанный процесс повторяется в течение нескольких итераций до тех пор, пока система не придет к какому-либо решению, а поэтому можно свести схему рис. 1(а) к кольцевой на рис. 1(б). В итоге паттерн стремится к дельта-функции – происходит разрушение внутренней коррелированности, а для порождения понятия необходима структуризация образа, что обеспечивается фундаментальным физическим явлением – дифракцией на голограмме[4], в результате действия нелинейного ИО в слое С – при отображении образа. Таким образом, выяснили, что дифракция играет роль диссипативного фактора, восстанавливающего внутреннюю коррелированность. Была исследована динамика такой системы[5].

При численном моделировании был использован ряд S-образных НИО, характерных нейросетям, в купе с несколькими типами голографических фильтров. Использовав введенные оценки нелинейности и динамики процесса, построены зависимости, представленные на рис. 2 и 3.

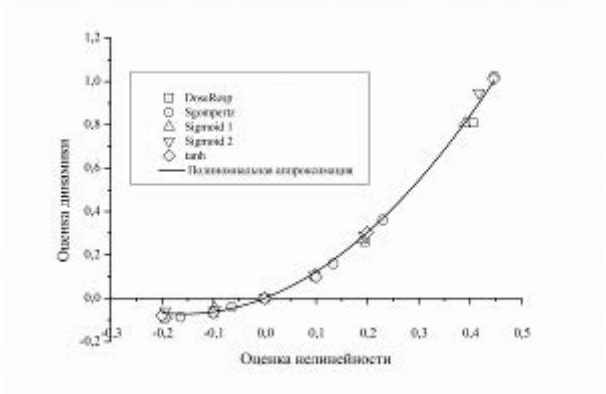


Рис. 2. Зависимость оценки динамики системы от оценки нелинейности для линейной голограммы

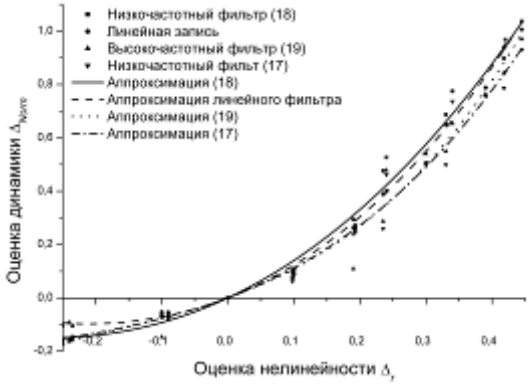


Рис. 3. Зависимость оценки динамики системы от оценки нелинейности для разных моделей голограмм

Исходя из полученных графиков, можно говорить о том, что при использовании адекватных параметров элементов модели, характеристики системы могут быть аппроксимированы полиномом третьей степени. Путем введения новых функций НИО

было подтверждено, что наиболее возрастающие функции сильнее влияют на динамику системы, то есть выявлена прямая связь. Также видим, что низкочастотная голограмма, описываемая функцией Гаусса, более, чем другие, влияет на параметры индуктивного паттерна, что можно объяснить задачей индукции – трансформированием спектра индуцируемого образа, содержащего высокочастотные компоненты, в область низких частот.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант 12-01-00418-а.

1. Кузнецов О.П., *Когнитивная семантика и искусственный интеллект // Искусственный интеллект и принятие решений* №4, С. 96, (2012).
2. Вагин В.Н., Головина Е.Ю., Загорянская А.А., Фомина М.В. *Достоверный и правдоподобный вывод в интеллектуальных системах*. Изд.2 – М.: ФИЗМАТЛИТ. (2008).
3. Павлов А.В., *Искусственный интеллект и принятие решений* №1, 3-14, (2010).
4. Исаков К.А., Лялюшкин Л.С., Павлов А.В. *Формирование индуктивного понятия схемой голографии Фурье: влияние итерирующего отображения на характеристики гипотезы* - Москва: Сб. трудов II Всеросс. конф. по фотонике и инф. оптике, 2013. - Вып. 23-25.01.2013. - С. 159-162. - 288 с. (2013)
5. Исаков К.А., Лялюшкин Л.С. *О связи характеристик элементов оптической нейронной сети со свойствами интеллекта при формировании понятий. Сборник тезисов докладов конгресса молодых ученых, Выпуск 2*. – СПб: НИУ ИТМО, с. 32-33. – 360 с. (2013)

ОПТИЧЕСКОЕ ПРИБОРОСТРОЕНИЕ

УСТНЫЕ ДОКЛАДЫ

ПРИМЕНЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТОВ ЛИНФУТА И КОРРЕЛЯЦИИ ДЛЯ ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ

Демин А.В., Менделеева Л.М. *, Малафеев П.В. *

Открытое акционерное общество "ЛОМО", Санкт-Петербург, Россия
*Национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

В докладе рассмотрены коэффициенты (параметры) Линфута и их применение к оптическим системам, а именно к системам с синтезированной аппертурой. Так же рассмотрим применение коэффициента корреляции и упрощение оценки систем с помощью него.

Оценка качества изображения, получаемого при исследовании объектов с помощью оптических телескопов с синтезированной апертурой является важнейшим вопросом. Существует ряд традиционных методов оценки параметров качества, однако авторов заинтересовал вопрос возможности применения критериев Линфута при оценке систем.

В докладе будет рассмотрена возможность оценки разнообразных систем с помощью коэффициента корреляции и возможность упрощения их создания с применением данного коэффициента. Так же затронуты общие возможности применения критериев Линфута и коэффициента корреляции при системотехническом подходе к созданию оптических систем.

ПРИМЕНЕНИЕ ЛИНИЙ ИНВЕРСИИ ФАЗЫ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОЙ КАРТИНЫ ДЛЯ КОНТРОЛЯ УГЛОВЫХ ПЕРЕМЕЩЕНИЙ

Иванов А.Н., Носова М.Д.

Национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

Предложен интерференционный способ измерения угловых перемещений объекта и схема его реализации. Увеличение точности и чувствительности измерений достигается использованием линий инверсии фазы интерференционной картины. Проведенные расчеты и эксперименты показывают, что возможно проводить измерения с погрешностью порядка 1″ при диапазоне измерения ±1°.

В настоящее время угловые измерения требуются во многих областях науки и техники: для контроля геометрических параметров изделий и их пространственного положения; точного позиционирования рабочих органов измерительной аппаратуры и станков; определения положения ориентируемого объекта относительно выбранной системы координат или какого-либо ориентира; и т.д. Сфера применения методов и средств угловых измерений непрерывно расширяется.

Одним из важнейших требований при проведении угловых измерений является обеспечение высокой точности при достаточно большом диапазоне измерений.

Современные цифровые автоколлиматоры могут обеспечивать погрешность измерения ±0.1″ в диапазоне измерений угла ±5′[1]. Более высокими возможностями обладают интерференционные угломеры[2] – погрешность до 0.01″ в диапазоне измерения ±2°. К сожалению, интерференционные угломеры имеют сложную конструкцию, предъявляют жесткие требования к элементам конструкции и крайне чувствительны к внешним воздействиям.

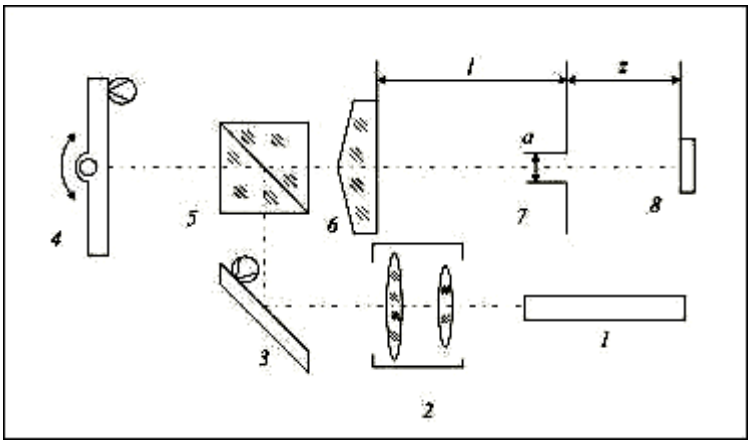
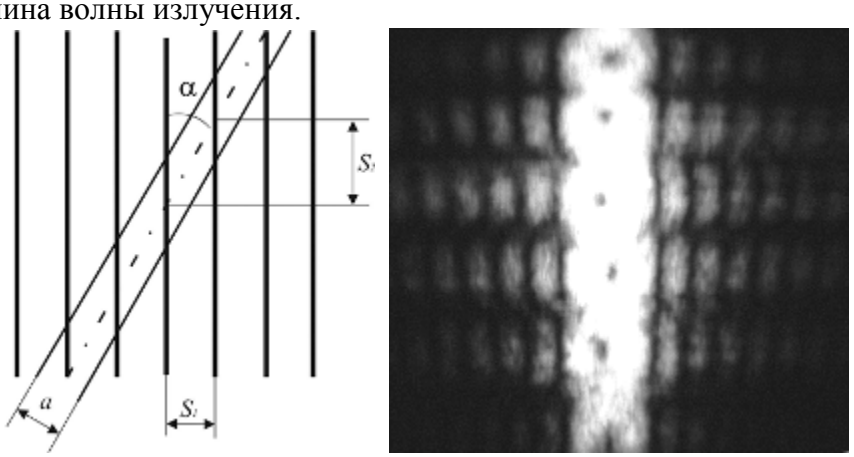


Рис. 1. Интерференционный угломер: 1-лазер; 2-телескопическая система; 3-вспомогательное зеркало; 4-автоколлимационное зеркало; 5-светоделительный кубик; 6-бипризма Френеля; 7-щель; 8-приемник

Нами предложена относительно простая интерференционная схема угломера, в основе которой лежит использование линий инверсии фазы интерференционной картины[3]. Другой ее особенностью является совмещенный ход интерферирующих лучей, что позволяет ослабить влияние внешних факторов и снизить требования к точности изготовления узлов угломера. Схема представлена на рис. 1 и работает следующим образом: отраженное от автоколлимационного зеркала излучение лазера проходит через бипризму и интерферирует в плоскости щели. Щель развернута относительно интерференционных полос на угол α и пересекает линии инверсии фазы интерференционной картины(рис.2а). Изменение амплитуды и фазы сигнала на щели приводит к появлению в дифракционной картине за ней дополнительных полос, минимумы которых соответствуют пересечению оси щели с линиями инверсии фазы интерференционной картины (рис. 2б). Ширина этих полос может быть определена из выражения

$$S_2 = S_1/\mathrm{tg}(\alpha) = \lambda/\sin\left(2\sigma(n-1)\right)\mathrm{tg}(\alpha) \approx \lambda/2\alpha\sigma(n-1), \qquad (1)$$

где α - угол разворота щели, σ - угол клина, n – показатель преломления материала бипризмы, λ - длина волны излучения.



а) б)

Рис. 2. Схема формирования полос при пересечении щели и интерференционной картины (а) и экспериментально полученные полосы за щелью (б)

При повороте автоколлимационного зеркала интерференционная картина смещается на расстояние $\Delta S_1 = \mathrm{tg}(2\varphi) l$, где φ - угол поворота зеркала, l – расстояние от бипризмы до щели. Это приводит к смещению вторичных полос за щелью на расстояние $\Delta S_2 = \Delta S_1 / \mathrm{tg}(\alpha)$. При угле α порядка 1° смещение вторичной интерференционной картины превышает смещение первичной в 70 раз.

Если отсчитывать смещение вторичной картины в долях полос, то угол поворота зеркала может быть определен из выражения

$$\varphi \approx \frac{M \lambda}{4 l \sigma (n-1)}, \qquad (2)$$

где M – смещение вторичной интерференционной картины в долях полосы. Проведенные расчеты показали, что такая схема позволяет измерять углы порядка 1° с погрешностью, не превышающей 1″. Чувствительность измерительной схемы может достигать 0.02″. Основной погрешностью, оказывающей влияние на точность измерения угла, является погрешность углов бипризмы, которая не должна превышать 2″.

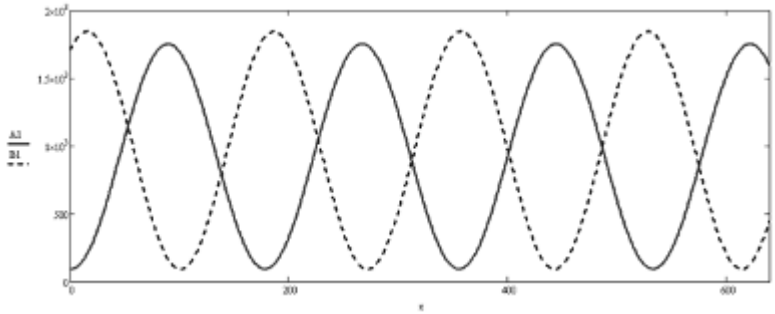


Рис. 3. Сечение главного максимума дифракционной картины при нормальном положении автоколлимационного зеркала (сплошная линия) и при повороте его на 1' (пунктирная линия)

Результаты экспериментальной апробации собранного макета установки подтверждают работоспособность предлагаемого способа и достижимость технического результата. Установлено, что приемник (ПЗС-линейку) лучше всего устанавливать в область главного максимума дифракционной картины. В этом случае удается получить сечение полос с наибольшим контрастом (рис.3). Получено хорошее качественное соответствие между численной моделью и результатом эксперимента. Ошибка измерения угла поворота зеркала предложенным методом составила порядка 2%, что соответствует погрешности угла поворота столика, на котором было установлено зеркало.

1. А.Н. Королев, А.И. Гарцуев, Г.С. Полищук, В.П. Трегуб, *Оптический журнал*, №10, с. 42-47, (2009).

2. Z. T. Ge, M. Takeda, *Proc. SPIE*, **4778**, p. 277-287, (2002).

3. В.Н. Назаров, А.Е. Линьков, *Оптический журнал*, №2, с. 76-81, (2002).

ИССЛЕДОВАНИЕ СИСТЕМЫ ДЛЯ КОНТРОЛЯ УДЛИНЕНИЯ ШТОКА ПОРШНЯ ВО ВРЕМЯ РЕСУРСНЫХ ИСПЫТАНИЙ КЛАПАНОВ

Горбачёв А.А., Пантюшина Е.Н.

Национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

В данной работе рассматривается исследование системы, позволяющей измерять параметры возвратно-поступательного движения поршня. Построена компьютерная модель системы. Проведены экспериментальные исследования прототипа системы на лабораторном стенде и выполнено сравнение результатов моделирования и экспериментов.

Цилиндро-поршневые сборки используются в различных отраслях промышленности, например, нефтегазовой, химической, строительной и т.д. Продолжительная работа поршня в подобных сборках способствует изменению толщины штока, на котором крепится поршень. Такая ситуация может привести к разрыву штока и, как следствие, поломки цилиндра. Уменьшить риск поломки цилиндра можно, владея информацией о сроке службы цилиндро-поршневой сборки, для чего проводятся ресурсные испытания клапанов. Обычно поршни располагаются в труднодоступных местах и контролировать их работу контактным способом во время возвратно-поступательного движения не представляется возможным. В таких ситуациях применяют бесконтактный способ контроля подвижных элементов, который реализуют на базе оптико-электронных систем, работающих по анализу совокупности изображений. Разработка и исследование подобных систем является актуальной задачей в современном приборостроении.

В настоящее время известны многие разработчики оптико-электронных систем для контроля линейных перемещений, предлагающие многообразие вариантов подхода к решению задачи контроля перемещения объекта[1-2]. Все известные разработки можно разделить на две группы: с использованием волновой оптики и геометрической. Системы на основе использования волновых свойств применяются довольно широко, но они не позволяют в динамическом режиме обеспечить необходимый диапазон измерений перемещения поршня при сохранении высокой точности. Кроме того, при резких перемещениях поршня нельзя будет зафиксировать четкую интерференционную картину. Существующие системы на основе геометрической оптики в основном позволяют определять величину перемещения в стационарном режиме и обладают значительными габаритными размерами. Поэтому после проведения обзора существующих методов и средств для бесконтактного контроля линейных перемещений, был сделан вывод об актуальности создания такой системы, которая бы применялась для контроля параметров движения объектов в труднодоступных местах и в динамических условиях, обладая при этом ограниченными габаритными размерами.

Основными задачами, решаемыми при создании такой системы, являются: возможность осуществление измерений в труднодоступных местах; достижение необходимой точности измерений, которая должна составлять десятые, а в некоторых случаях и сотые доли миллиметра (диапазон контролируемых поперечных перемещений поршневого механизма в цилиндрическом клапане при этом обычно составляет десятки миллиметров); ограниченные габаритные размеры и устойчивость к вибрациям.

Целью данной работы является разработка и исследование системы для контроля удлинения штока поршня во время ресурсных испытаний клапанов, позволяющей измерять перемещение, скорость и ускорение при возвратно-поступательном движении поршня во время его работы на открытие и закрытие.

Система спроектирована для осуществления динамических измерений движения возвратно-поступательного поршня в цилиндрическом клапане. Контроль процесса перемещения поршня осуществляется с помощью видеоблока и контрольной метки, жестко закрепленной на контролируемом поршне в нерабочей его зоне. Видеоблок включает специальную осветительную систему, основанную на двух инфракрасных светодиодах, объектив и приемник. Принцип работы системы заключается в том, что контрольная метка освещается двумя источниками излучения, расположенными симметрично относительно оптической оси объектива. Изображение источников от контрольной метки формируется на приемнике оптического излучения камеры. Кадр с изображением источников передается в блок обработки, в качестве которого могут использоваться схемы с применением микроконтроллеров или программируемых логических интегральных схем, а также персональный компьютер. По двум соседним кадрам специально разработанное программное обеспечение вычисляет параметры перемещения поршня, такие как перемещение, скорость и ускорение, и передает информацию на видеоконтрольное устройство. Блок питания вырабатывает необходимое напряжение для работы сенсора. В процессе разработки системы было рассмотрено два варианта схемы измерения: с использованием контрольных меток или без использования[3].

При выборе приемника и соответствующей разработке программного обеспечения датчика были проанализированы три практических сценария обработки последовательности изображений, предназначенных для получения информации о параметрах движения объекта. Это анализ классической трехкадровой последовательности и анализ применяемых реже двухкадровых последовательностей, полученных с помощью глобального затвора (Global shutter) и бегающего затвора (Rolling Shutter). При этом время экспозиции камеры постоянно[4].

Процесс обработки трехкадровой последовательности подразумевает определение координат изображения объекта в каждом кадре и непрерывное их сравнение. Разность координат изображения объекта в первом и во втором кадре определяют скорость перемещения в первый момент времени. По второму и третьему кадру определяют скорость перемещения во второй момент времени. По разнице этих скоростей определяют ускорение объекта. Время экспозиции задают в процессе измерения.

Первоначально полученное изображение контрольной метки подвергается обработке пороговым фильтром, в результате чего получается бинарное изображение. Затем осуществляется отсеивание мелких выбросов (одиночных пикселей) и находится объект. Затем границы объекта расширяются на 3 пикселя в каждую сторону, и в этой области производится взвешенное суммирование, которое дает координаты положения объекта. Затем измеренные координаты в пикселях переводятся в миллиметры и записываются в файл.

Процесс обработки двухкадровой последовательности, полученной с помощью приемника с global shutter, базируется на определении смаза изображения и подразумевает анализ перемещения объекта за время одного кадра. Величина смаза напрямую зависит от скорости движения объекта. Таким образом, скорость можно оценить, измерив величину смаза в одном кадре, а ускорение – сравнивая скорости в двух кадрах.

Процесс обработки двухкадровой последовательности, полученной с помощью приемника с rolling shutter, также базируется на определении длины смаза. Однако в этом случае длина смаза зависит от частоты и размера кадров.

$$V_{ob} = \frac{(L_{xbl} - L_{xob}) \cdot n_{row} \cdot n_{col} \cdot f}{n_{row} \cdot L_{xbl} - L_{ybl}}, \quad (1)$$

где V_{ob} – это скорость перемещения объекта, L_{xbl} – это величина смаза по горизонтали, L_{xob} – это величина изображения объекта по горизонтали, n_{row} – это количество строк в кадре, n_{col} – это количество столбцов в кадре, f – это частота кадров, L_{ybl} – это величина смаза по вертикали.

Используя полученное соотношение (1), было проведено математическое моделирование в MatLab.

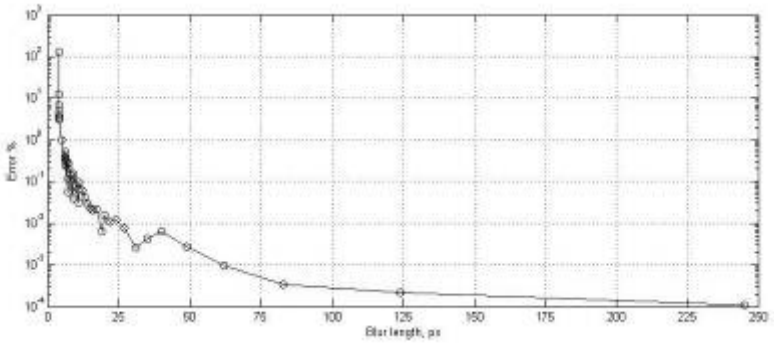


Рис. 1. График зависимости погрешности определения скорости от величины смаза

Анализ полученных результатов показал, что при величине смаза больше 25 пкс, погрешность определения скорости не превосходит 1 % от измеряемой величины скорости.

Анализ рассмотренных подходов показал, что методы, использующие двухкадровую последовательность, применимы при высоких скоростях перемещения объектов или при больших величинах экспозиции. Однако при использовании приемника с rolling shutter скорость перемещения объекта можно измерить только в случае, когда направление перемещения объекта совпадает с направлением считывания кадра.

В случае контроля возвратно-поступательного поршня необходимо измерять скорость его перемещений в обоих направлениях, поэтому в настоящей системе было решено применить комбинированный алгоритм определения параметров движения поршня, определяющий длину смаза и в зависимости от его величины принимающий решение о выборе нужного алгоритма.

1. Van Yperen, *European patent application,* **EP 1 429 038 A1**, (*2002).*

2. Samuel E. Ebenstein, *United States Patent,* **US 5,319,567***, (1994).*

3. А.А. Горбачёв, Е.Н. Кулешова (Пантюшина), *Научно-технический вестник НИУ ИТМО*, **70**, с.12-16, (2010).

4. Gerald C. Holst; Terrence S. Lomheim, *SPIE Press Book*, **PM208**, pp.106-108, (2011).

ПРОЕКТ СИСТЕМЫ ДЛЯ АВТОМАТИЗАЦИИ КОНТРОЛЯ И ЮСТИРОВКИ МИКРООБЪЕКТИВОВ

Латыев С.М., Смирнов А.П., Пименов А.Ю., Белойван П.А.

Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Российская Федерация

Работа посвящена описанию проекта контрольно-юстировочного стенда и программного обеспечения для контроля характеристик микрообъективов.

Тенденция современного приборостроения связана с повсеместной автоматизацией процесса изготовления и сборки готового продукта. В данной работе описывается возможность совместного применения программного обеспечения (ПО) для расчета оптических систем, виртуальной сборки [1,2,3] и установок контроля [4], что позволяет заметно ускорить процесс выпуска готовых микрообъективов.

Установка для контроля качества изображения, высоты и центровки микрообъективов

Основными характеристиками микрообъективов, обеспечивающими их правильную работу являются высота и центровка. На практике допуск на эти величины задается весьма строгим. В настоящее время используются устаревшие методы обеспечения данных требований [5,6] (подрезка опорного торца). В работе [7] было предложено использовать унифицированную конструкцию микрообъектива с возможностью юстировки. Применение данной конструкции совместно с установкой контроля высоты и центровки заметно сократить временные и материальные затраты.

Перед работой производится калибровка установки, путем контроля эталонного микрообъектива. Выставив ПЗС-камеру на соответствующее длине тубуса расстояние и передвижением подвижного столика на основе линейного транслятора, с установленной на нем маркой, добиваются резкого изображения марки на ПЗС-матрице. После чего показания матрицы и координаты транслятора обнуляются. Вместо эталонного микрообъектива устанавливается контролируемый, производится повторная фокусировка и измерение погрешности высоты, и смещение изображения на ПЗС-матрице. Далее производится смена марки на соответствующую параметрам микрообъектива диафрагму и производится контроль качества изображения по дифракционному изображению точки.

Рис.1. Контрольно-юстировочный стенд для контроля высоты, центровки и качества изображения микрообъективов

Установка для контроля децентрировки поверхностей линз

Под термином «децентрировка» следует понимать смещение центров кривизны и вершин поверхностей линз относительно базовой оси объектива. Данная погрешность в реальной оптической системе вызывает сильное ухудшение качества изображения и в основном влияет на аберрацию «кома». Контроль децентрировки производится на основе определения смещения автоколлимационных точек от каждой оптической поверхности с базовой оси испытуемого объектива.

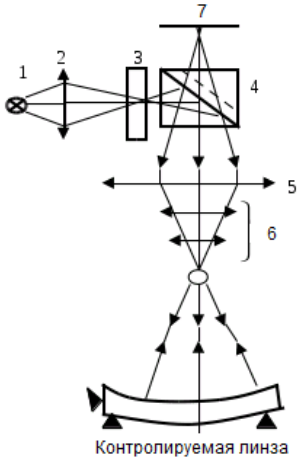


Рис. 2. Схема автоколлимационной установки для контроля децентрировки

Свет от источника 1 (рис. 2) конденсором 2 направляется на перекрестие 3 и далее, отразившись от полупрозрачной призмы-куба 4, собирается объективом 5-6 в центре

кривизны контролируемой поверхности линзы. Отраженные от контролируемой поверхности лучи образуют изображение перекрестия 3 в плоскости ПЗС-матрицы.

На основе полученных данных от установок, в математической модели исследуемого объектива задаётся матрица смещений оптических поверхностей, то есть производится виртуальная сборка, и строится пятно рассеяния, на основе которого вычисляются интегральные аберрации.

Если качество изображения не удовлетворяет заданному критерию, то можно обратиться к программе поиска оптимальной конструкции, которая использует итерационный алгоритм поиска оптимального положения оптических элементов друг относительно друга.

В конечном итоге, совместное использование описанных установок контроля микрообъективов с ПО для расчета оптических систем и виртуальной сборки позволяет заметно ускорить скорость сборки и заметно снизить процент брака готовых микрообъективов.

1. А.П.Смирнов. Модель оптической системы в среде MathCad. Приборостроение, №4, 2007, с56-62.

2. Смирнов А.П., Абрамов. Д.А., Пименов А.Ю. Учебное пособие. Компьютерное моделирование оптических систем. Часть 1. Линзовые устройства. Практикум в среде MathCad. С-Пб, С-Пб НИУ ИТМО, 2012.

3. Пименов А.Ю. Виртуальная сборка линзовых систем в среде Mathcad, Сборник тезисов II Всероссийского конгресса молодых ученых, Выпуск 2, НИУ ИТМО, стр. 57-58

4. Белойван П.А. Юстировка и контроль высоты и центровки микрообъективов, Сборник тезисов II Всероссийского конгресса молодых ученых, Выпуск 2, НИУ ИТМО, стр. 81-82

5. Погарев Г.В. Юстировка оптических приборов. –Л., Машиностроение, 1982, 238 с.

6. Латыев С.М. Конструирование точных (оптических) приборов. - СПб, Политехника, 2007, 580 с.

7. Скворцов Г.Е, Долинский И.М. Станок для юстировки и подгонки высоты микрообъективов. «Оптико-механическая промышленность», № 9, 1966, с. 17-20).

8. Латыев С.М. , Табачков А.Г., Фролов Д.Н., Резников А.С. Унификация оптических и механических конструкций линзовых микрообъективов. «Приборостроение», №11, 2011, с.14-21.

9. Латыев С.М., Смирнов А.П., Табачков А.Г. , Фролов Д.Н. , Шухат Р.В. Проект линии автоматизированной сборки микрообъективов. « Приборостроение», №11, 2011, 7-13.

МАКЕТ ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННОЙ СИСТЕМЫ ЦВЕТОВОГО АНАЛИЗА МИНЕРАЛЬНЫХ ОБЪЕКТОВ

Алёхин А.А., Петухова Д.Б.

Национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

В настоящее время отсутствует методика предварительной оценки обогатимости руд твердых полезных ископаемых оптическим методом, что является существенным препятствием к его развитию. В настоящей работе приведен пример построения исследовательского макета системы экспресс-анализа для решения указанной проблемы.

Мировой спрос на драгоценные металлы и камни стабилен при неуклонном снижении качества добываемых руд. Поэтому актуально внедрение новых, более эффективных методов обогащения, а также совершенствования уже используемых[1]. Оптический метод (в зарубежной практике известен как "color sorting"), основанный на анализе цветовых характеристик объектов в реальном времени, является в настоящее время одним из наиболее перспективных[2-4]. Однако, одним из наиболее существенных препятствий развитию метода является отсутствие методики предварительной оценки обогатимости руд оптическим методом. Другими словами, на данный момент невозможно оценить ни потенциальную возможность обогащения того или иного типа руды оптическим методом, ни эффективность использования конкретной модели оптического сепаратора без прямого опробования.

Таким образом, актуальным является создание переносного и недорогого оптико-электронного аналитического комплекса (ОЭАК) для экспресс-анализа руд твердых полезных ископаемых. Необходимым этапом является экспериментальное и теоретическое исследование различных особенностей при анализе минералов (отработка цветовых алгоритмов анализа, исследование влияния освещения на результаты, а так же разработка различных подходов к цветовыделению, используя различные модели описания цвета).

В ходе данной работы были разработаны принципы построения подобного комплекса и наиболее функциональные варианты реализации как фотоприемного узла системы регистрации, так и всей аппаратной части в целом.

На рисунке 1 представлен вариант реализации фотоприемного узла исследовательского комплекса, предназначенный для исследования особенностей различных минералов и отработки алгоритмов цветового анализа, а также исследования особенностей рабочей зоны.

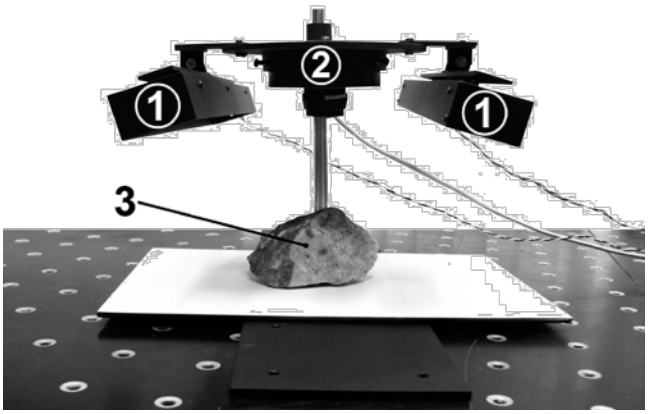


Рис. 1 – Базовый исследовательский макет: 1 – подсветка, 2 – камера, 3 – объект

Кроме того, разработано базовое программное обеспечение, необходимое для автоматизации процесса анализа минералов и его визуализации. На рисунке 2 показан интерфейс базового программного обеспечения.

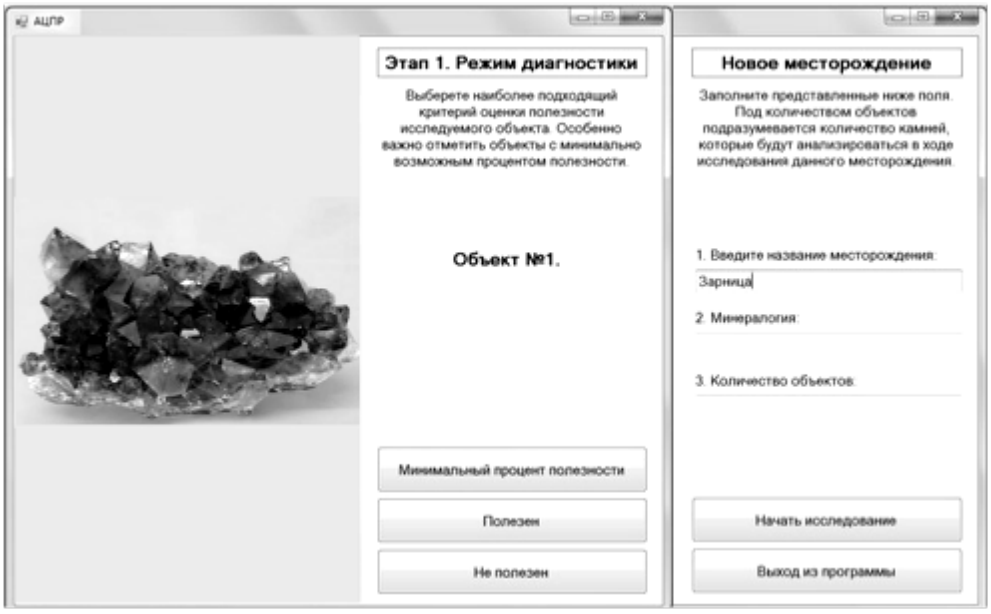


Рис. 2 – Интерфейс базового программного обеспечения

С помощью данного программного обеспечения оценена эффективность работы нескольких алгоритмов анализа, основанных на различных моделях описания цвета.

Разрабатываемый аналитический комплекс может быть востребован на горно-обогатительных предприятиях страны на стадии настройки уже существующих оптических сепараторов при добыче золота, алмазов, изумрудов и многих других полезных ископаемых; в технологических лабораториях при геологических партиях на стадии оценки обогатимости руд оптическим методом.

1. Dehler M., *Tile & Brick Internat*, **19,** Nr 4, 248-251 (2003).

2. Reinhardt C., *Aufbereitungs Technik Mineral Processing*, **43**, Nr. 7, (2002)

3. Murre Techniek. Optical Sorting [В Интернете]. 2012 г. [Цитировано: 20. 05. 2013 г.]. URL: www.murre.nl

4. Colour Vision Systems Pty Ltd. Color Vision System. [В Интернете]. 2012 г. [Цитировано: 18. 04. 2013 г.]. URL: http://www.cvs.com.au

ЭФФЕКТИВНЫЙ СПОСОБ ПРЕЦИЗИОННОЙ ЮСТИРОВКИ МАТРИЧНОЙ ОЭС НА ОБЪЕКТЕ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ АВТОНОМНО - ЮСТИРУЕМОЙ МАСКИ

Аравина В.И.

ОАО «ПО «УОМЗ» им. Э.С.Яламова», филиал «Урал-Геофизика», Москва, Россия

В докладе предложен и описан способ юстировки современных ОЭС, основанный на применении автономно-юстируемой маски.

Союстировка оси размещаемой на объекте-носителе бортовой длиннофокусной оптико-электронной системы с осью объекта осложняется тем, что для получения резкого изображения оптической мишени последнюю приходится размещать на большом удалении от объекта, превышающем размер располагаемого помещения. Это делает процедуру юстировки зависящей от погодных условий, что, в конечном счете, существенно снижает ее точность и повышает трудоемкость. Повысить резкость

изображения мишени простым диафрагмированием зрачка ОЭС затруднительно потому, что временную диафрагмирующую маску необходимо с высокой точностью центрировать по отношению к оптической оси ОЭС. Альтернативный подход - применение в качестве мишени коллимированного источника излучения - также практически сложен ввиду того, что требуемый для длиннофокусной ОЭС коллиматор оказывается чересчур громоздким и требует точного ориентирования своей оптической оси. Кроме того, в распространенных зеркально-линзовых оптических схемах современных мультиспектральных ОЭС дополнительной трудностью является наличие центрального “слепого пятна” – круговой зоны с центром на оптической оси[1], падающее на которую излучение не воспринимается фотоприемной матрицей.

В докладе предложен и описан способ юстировки описываемых ОЭС, посредством применения которого вышеназванные трудности эффективно преодолеваются. Способ основан на применении специальной маски, размещаемой непосредственно перед входным окном ОЭС на объект-носителе. Конфигурация маски схематично изображена на рисунке, а размеры и расстояния отверстий от центра согласуются с параметрами оптической схемы ОЭС, тогда как мишень представляет собой простой освещаемый рассеивающий малоразмерный диск.

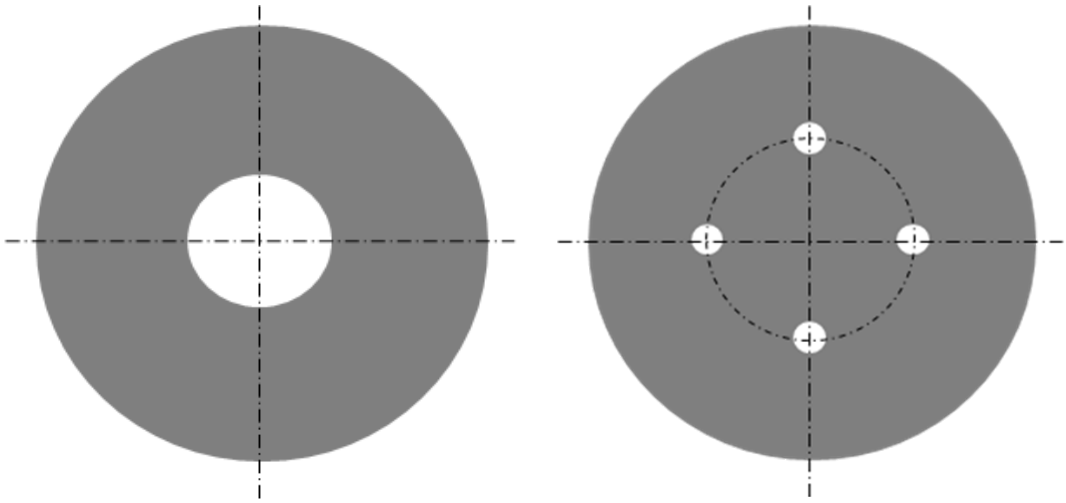


Рис.1. Конфигурация маски: а) с открытой центральной зоной, б) с четырьмя периферийными отверстиями.

Процедура союстировки оси ОЭС с осью объекта состоит в предварительном центрировании описываемой маски с осью ОЭС, что достигается временным закрыванием четырех периферийных отверстий и подвижками маски до тех пор, пока при открытой центральной зоне маски (рис.1.а) изображение мишени, воспроизводимое фотоприемной матрицей ОЭС на видеоконтрольном устройстве, не совпадет со специальной кольцевой прицельной маркой на последнем. После этого центральная диафрагма маски закрывается, четыре периферийных отверстия открываются (рис 1.б), и производится приведение оси ОЭС в положение, отвечающее симметричному расположению на видеоконтрольном устройстве изображений этих отверстий относительно другой кольцевой прицельной марки. В докладе представлен расчет размеров и расположения отверстий в маске при заданной оптической схеме ОЭС, а также расчетно обоснованы требования к точностям позиционирования ОЭС на объекте т и мишени относительно объекта; показано, что требования к этим точностям являются умеренными и реализуемы на практике. Представлены изображения мишени, полученные с применением разработанной маски, и оценки итоговой точности союстировки. Предложенный способ не требует выноса оптической мишени за пределы помещения и может применяться при установке на объект-носитель различных современных бортовых ОЭС на основе фотоприемных матриц, значительно упрощая и повышая точность процедуры союстировки.

1. Л.А.Запрягаева, И.С.Свешникова, *Расчет и проектирование оптических систем*,(2000).

ИССЛЕДОВАНИЕ КОНСТРУКЦИЙ ОБЛЕГЧЕНИЯ АСТРОНОМИЧЕСКИХ ЗЕРКАЛ

Неутов М.Ю., Абдула П.А., Толстоба Н.Д.

Национальный Исследовательский Университет Информационных Технологий, Механики и Оптики, Санкт-Петербург, Россия.

Важнейшей проблемой разработчиков космических телескопов является сокращение массы главного зеркала, при сохранении высокого качества формы рабочей поверхности. Облегчающие конструкции позволяют работать с зеркалами больших диаметров и сокращать деформации зеркала под собственным весом.

Целью данной работы является исследование различных способов облегчения крупногабаритных зеркал.

В работе было проведено исследование конструкций облегчения крупногабаритных зеркал и анализ различных схем облегчения с учетом прочностных характеристик.

На начальной стадии был произведен подбор информации по теме работы и были выделены основные способы облегчения зеркал: облегчение рёбрами, облегчение отверстиями и зеркала контурного сечения различной формы.

Рис. 1. Способ облегчения зеркала ребрами

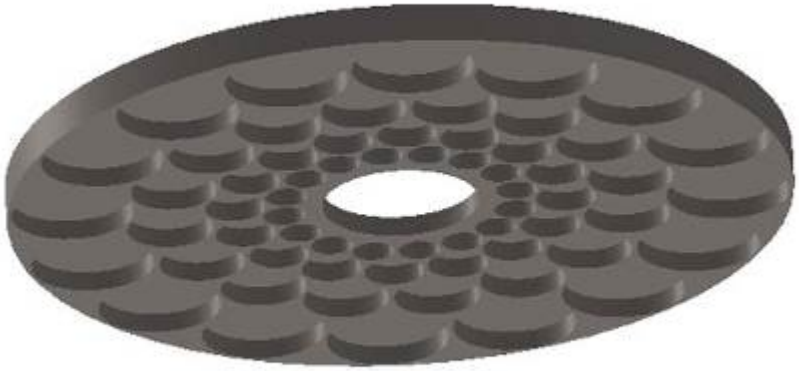


Рис. 2. Способ облегчения зеркала отверстиями

Далее была произведена оптимизация параметров по способам облегчения. Затем было проведено исследование влияния положения вектора нагрузки относительно оси зеркала на деформации. В процессе работы для сравнения результатов использовался метод конечных элементов. В конечном итоге были исследованы различные варианты крепления зеркал и была составлена сравнительная таблица методов облегчения в зависимости от соответствующих им способов закрепления.

В докладе рассмотрен анализ различных схем облегчения с учетом прочностных характеристик с помощью метода конечных элементов. Показана сравнительная таблица оптимальных способов облегчения зеркал, разработанная на основе полученных данных и проведенных исследований.

1. М. Абдулкадыров, С. Белоусов, А. Игнатов, *Изготовление крупногабаритной оптики наземного и космического базирования* (http://lzos.ru/content/view/223/5/)

2. С.М. Никитин, И.И. Крыжановский, *Особенности конструкции металлостеклянных зеркал*. (1977).

3. Савицкий А.М., Соколов И.М., *Вопросы конструирования облегченных главных зеркал космических телескопов // Оптический журнал*. **№ 10**.(2009)

4. Меламед Е.Р., Петров Ю.Н., Соколов И.М., *Конструкции главных зеркал космических телескопов // Оптический журнал*. **№ 9.** (2002).

5. Vukobratovich D., *Lightweight Mirror Design*. Optomechanical Engineering Handbook. (1999).

6. Yoder P.R., *Mounting optics in optical instruments*. (2008).

7. Максутов Д.Д., *Изготовление и исследование астрономической оптики.* (1984).

8. Максутов Д.Д., *Астрономическая оптика*. (1979).

АНАЛИТИЧЕСКИЙ ОБЗОР АВТОКОЛЛИМАЦИОННЫХ ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННЫХ СИСТЕМ

Коняхин А.И.

Национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

В данном обзоре приведен анализ свойств оптико-электронных автоколлимационных систем, осуществленный с помощью специальной методики математического описания свойств отражателей.

Принципиальное отличие оптико-электронных автоколлимационных систем от остальных заключается в том, что механизм получения информации об объекте состоит в анализе его изображения, полученном в обратном ходе отраженных лучей, спроецированных на объект самой системой.

Автоколлимационная система включает многофункциональную визирную цель – контрольный элемент (КЭ), расположенный на контролируемом объекте, и оптико-электронный неподвижный автоколлиматор АК с фотоприемником и микропроцессорной системой обработки информации[2] (рис. 1).

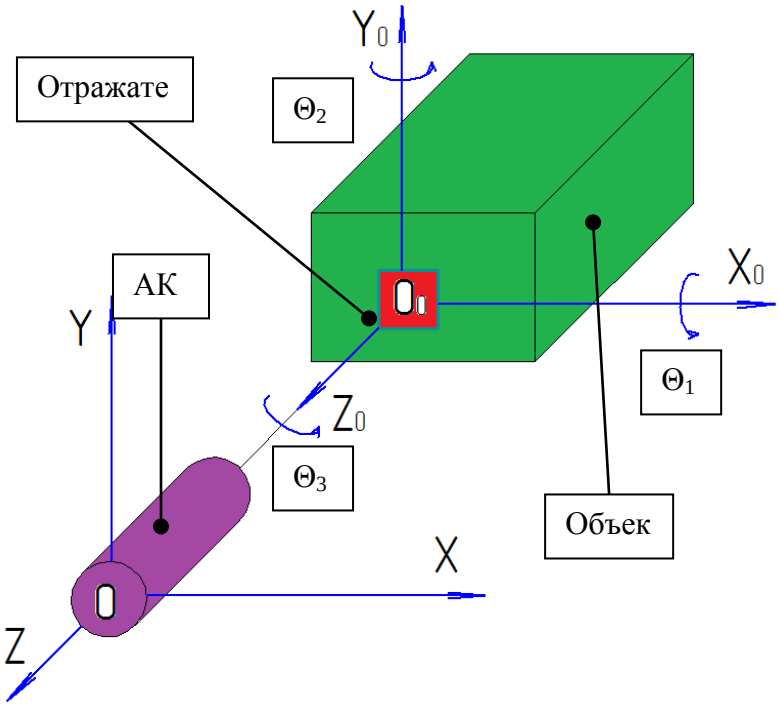


Рис. 1. Основные элементы структуры автоколлимационной системы

Статическая характеристика автоколлиматора имеет вид[1]:

$$\Theta_n = \frac{1}{K} \cdot arctg\left(\frac{d_n}{f}\right), \qquad (1)$$

Где Θ_n – угол поворота объекта и связанного с ним КЭ, d_n – величина линейного смещения отраженного пучка по поверхности фотоприемника, f – фокусное расстояние оптической системы АК, K – *коэффициент редукции*, характеризующий меру поворота отраженного луча при повороте КЭ вокруг координатной оси.

Для выполнения ряда задач посредством автоколлимационного метода (а при измерениях угловых смещений объектов - всегда) необходимо иметь не только координаты изображений отраженных пучков на поверхности фотоанализатора, но и выраженные в параметрической форме координаты единичных векторов, определяющих направления отраженных пучков. Если направление падающего луча задать нулевым

вектором (ортом) **A**, то направление отраженного луча будет однозначно описываться также одним ортом.

Как правило, добиваются такого взаимного расположения компонентов системы, чтобы оптическая ось автоколлиматора была направлена строго против горизонтальной оси симметрии отражателя (нормали к плоскому зеркалу, например), и обе они лежали на отрезке OO_0 (см. рис. 1). В этом случае **A** = [0 0 –1]^T. Орт падающего пучка **B** находится как результат произведения следующих матриц[3]:

$$B = M_П \cdot M_D \cdot M_П^T \cdot A, \qquad (2)$$

где M_D – *матрица действия отражателя*, описывающая процесс формирования отраженного пучка КЭ; $M_П$ - *матрица преобразования координат*, предназначенная для перехода от системы координат автоколлиматора OXYZ (т.е. наблюдателя и исследуемого объекта) к внутренней системе координат отражателя $O_0X_0Y_0Z_0$, что необходимо для непосредственного применения матрицы действия; $M_П^T$ - матрица, предназначенная для обратного перехода с целью получения информации об отраженном пучке в системе координат наблюдателя. Представленный ниже вид матрицы преобразования универсален для всех типов отражателей. $M_П =$

$$\begin{vmatrix} \cos(\Theta_2)\cdot\cos(\Theta_3) & -\cos(\Theta_2)\cdot\sin(\Theta_3) & \sin(\Theta_2) \\ \sin(\Theta_1)\cdot\sin(\Theta_2)\cdot\cos(\Theta_3)+\cos(\Theta_1)\cdot\sin(\Theta_3) & -\sin(\Theta_1)\cdot\sin(\Theta_2)\cdot\sin(\Theta_3)+\cos(\Theta_1)\cdot\cos(\Theta_3) & -\sin(\Theta_1)\cdot\cos(\Theta_2) \\ -\cos(\Theta_1)\cdot\cos(\Theta_3)\cdot\sin(\Theta_2)+\sin(\Theta_1)\cdot\sin(\Theta_3) & \cos(\Theta_1)\cdot\sin(\Theta_2)\cdot\sin(\Theta_3)+\sin(\Theta_1)\cdot\cos(\Theta_3) & \cos(\Theta_1)\cdot\cos(\Theta_2) \end{vmatrix} \qquad (3)$$

где Θ_1, Θ_2, Θ_3 - углы поворота системы координат вокруг координатных осей при переходе от системы OXYZ к $O_0X_0Y_0Z_0$ и обратном переходе.

Матрица действия для каждого типа КЭ определяется в соответствии с параметрами, характеризующими его способность формирования отраженных пучков.

Для плоского зеркала таким параметром являются проекции орта его нормали **N** на координатные оси N_x, N_y и N_z:

$$M_d = \begin{pmatrix} 1-2N_x^2 & -2N_xN_y & -2N_xN_z \\ -2N_xN_y & 1-2N_y^2 & -2N_yN_z \\ -2N_xN_z & -2N_yN_z & 1-2N_z^2 \end{pmatrix}. \qquad (4)$$

В случае если **N** направлен строго вдоль оси OZ, матрица действия отражателя в виде плоского зеркала принимает форму:

$$M_d = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}. \qquad (5)$$

Выполнив произведение (2), получим:

$$B = \begin{pmatrix} 2\Theta_2 \\ -2\Theta_1 \\ 1 \end{pmatrix} \qquad (6)$$

С помощью формулы (1) возможно рассчитать углы поворота объекта вокруг осей OX и OY. Коэффициент “2” в первом и втором компоненте орта **B** представляет собой значение коэффициента редукции *K* плоского зеркала, нормаль которого направлена строго против оптической оси автоколлиматора.

Как видно, существенным недостаткам отражателей на основе плоских зеркал является невозможность независимого измерения всех трех углов Θ_1, Θ_2, Θ_3, а также малая дистанция измерений, обусловленная виньетированием отраженных пучков за счет высокого значения *K*.

В этом плане определенный интерес представляет отражатель из трех двугранных зеркал, разработанный В.И. Коржовым, Ю.Н. Козыревым и Д.Я. Пырликом (рис. 2).

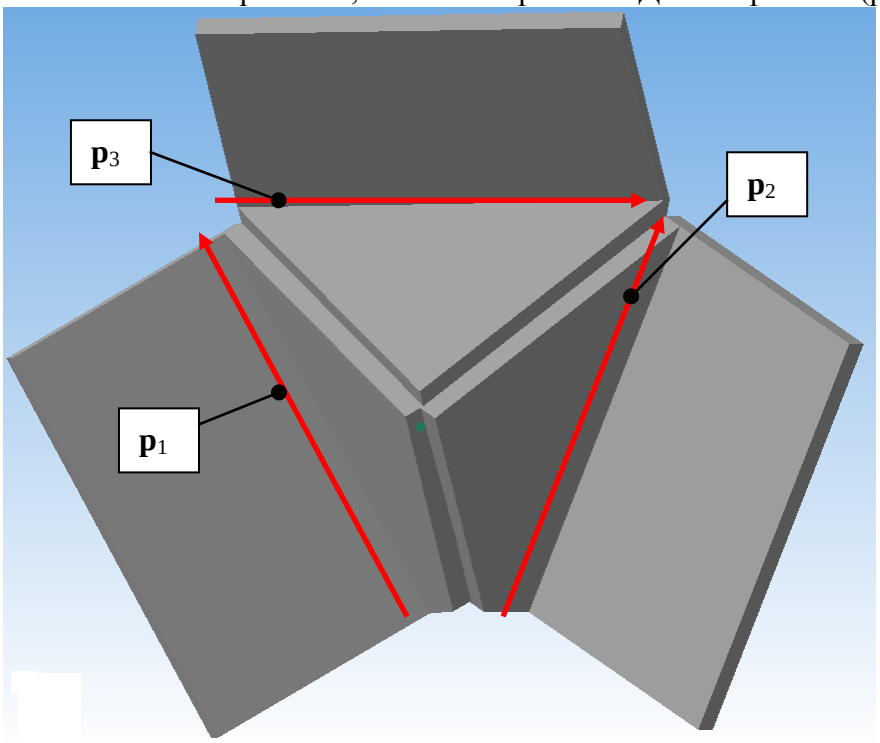


Рис. 2. Трехдиэдровый отражатель

Основными параметрами отражателей на основе двугранных зеркал (диэдров) является орта ребра двугранного зеркала **p**, в соответствии с чем компонентами матрицы действия диэдра являются проекции этого орта на координатные оси:

$$M_d = \begin{pmatrix} 1-2p_x^2 & -2p_xp_y & -2p_xp_z \\ -2p_xp_y & 1-2p_y^2 & -2p_yp_z \\ -2p_xp_z & -2p_yp_z & 1-2p_z^2 \end{pmatrix}. \qquad (7)$$

Интересная особенность представленного на рис. 2 отражателя заключается в том, что не смотря на сложность конструкции, каждое двугранное зеркало воздействует на падающие пучки независимо от других, что позволяет рассматривать отражатель как набор из трех вариантов ориентации орта ребра одного двугранного зеркала.

1. А.Н. Тимофеев, А.И. Коняхин, СПб: ГОИ им. С.И. Вавилова, с.53., (2010).

2. А.Н. Джабиев, И.А. Коняхин, Э.Д. Панков − СПб: СПб ГИТМО (ТУ), с.197, (2000).

3. И.А. Коняхин − СПб: СПбГИТМО, с.514, (1998).

ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ОБЛУЧЕННОСТИ ВИНЬЕТИРОВАННОГО ИЗОБРАЖЕНИЯ В АВТОКОЛЛИМАЦИОННОЙ СИСТЕМЕ С ПОМОЩЬЮ ЭВМ

Смехов А.А., Коняхин И.А.

Национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия
*ГУП ВНЦ ГОИ им. С.И. Вавилова, Санкт-Петербург, Россия
** МГУ, Москва, Россия

В работе построена и рассмотрена компьютерная модель автоколлимационной системы. В модель внесена предельная вариативность составляющих ее элементов. Данная модель применима для первичной обработки и исследования эффектов виньетирования в автоколлимационных системах.

В процессе монтажа, работы, наблюдения за крупногабаритными объектами часто требуется контроль и наблюдение за их деформациями, вызванными различными причинами, среди которых погодные условия, такие как ветер; прогибами, проявляющимися под собственным весом конструкций, или по иным причинам, контроль за которыми и является основной целью. В любом случае, существует необходимость в использовании углоизмерительных приборов, таких как автоколлимационные системы, которые, собственно, в большинстве случаев и используются для измерения малых угловых рассогласований объектов или их частей.

Автоколлимационные системы имеют некоторые ключевые особенности и недостатки [1], среди которых погрешности, связанные с виньетирование входного пучка. При прохождении света через автоколлимационную систему некоторые наклонные пучки могут быть срезаны входным зрачком. Это связанно, с неполным прохождением пучка через систему и энергетическими потерями на чувствительной поверхности матричного приемника. Более того, множество виньетированных пучков образует неравномерное, искаженное распределение освещенности на чувствительной поверхности матричного приемника, что является причиной некорректного обсчета средневзвешенного центра распределения.

Тем не менее, ошибки и погрешности, вызванные виньетированием пучка, могут быть устранены, поскольку являются систематическими [2].

Построить компьютерную модель автоколлимационной системы со свободно изменяемыми параметрами. Оценить ее быстродействие и пригодность к исследованию распределения освещенности в виньетированном пучке. Собственно, рассмотреть распределение освещенности при разных параметрах заданной системы. Выявить основные тенденции в зависимости погрешности виньетирования от прочик факторов.

Построение модели производилось в среде MatLab, Продемонстрировавшей существенно большую скорость обработки данных и обсчета результатов по сравнению с пакетом MathCad[3], в особенности проявившуюся при работе с многомерными массивами данных.

Поскольку в автоколлимационной схеме источник излучения находится в фокальной плоскости излучающего объектива, в пространстве изображений этого объектива образуется сноп коллимированных пучков, каждый из которых порождается светящейся точкой источника излучения и имеет диаметр и форму соответствующую форме выходного зрачка объектива. В свою очередь, распределение пучков по углам, т.е. направлениям переделяется распределением освещенности источника излучения, и фокальным отрезком объектива.

На данном этапе можно ввести двухуровневую абстрактную модель поля: поле описывается энергетической характеристикой в каждой своей точке, которой помимо

этого присущи координаты (*x*,*y*) и направление (ϕ_x, ϕ_y). Помимо этого, каждая точка имеет две внутренние степени свободы, раскрывающиеся в подпространство каждого коллимированного пучка около точки с координатами (*x*,*y*).

Элементы автоколлимационной схемы были описаны модульно как операторы изменяющие поле: оператор свободного пространства, зеркала, оператор апертуры и наконец оператор объектива, сворачивающий внутренне двумерное пространство каждого снова в точку – т.е. фокусирующий.

Описанная модель помогла выявить закономерности и подтвердить аналитические предположения относительно распределения освещенности как при изменении угла поворота контрольного элемента, так и при изменении дистанции до него.

В ходе проведенной работы была построена модель автоколлимационной схемы с геометрической трассировкой лучей, излучаемых излучающей маркой произвольной формы, с изменением лучей элементами системы.

При рассмотрении типичной схемы с круглой равномерно светящей маркой и оптическими элементами с круглой апертурой были рассмотрены зависимости распределения освещенности, и сделаны соответствующие выводы о последующем характере построения компенсационных алгоритмов погрешности виньетирования. Погрешность угловых измерений в заданном диапазоне может быть существенно уменьшена с помощью моделирования и предрасчета. Нивелирование этой погрешности может увеличить диапазон измерений. Эффективность алгоритма остается высокой, однако в областях, находящихся за пределами определенной зоны, достоверность результатов компенсации падает, что является основным недостатком метода.

Исследования выполняются в рамках аналитической ведомственной целевой программы «Развитие научного потенциала высшей школы (2009 - 2010 годы)» и федеральной целевой программы "Научные и научно-педагогические кадры инновационной России" на 2009 - 2013 годы.

1. Коняхин И. А., Панков Э. Д. *Трехкоординатные оптические и оптико-электронные угломеры: Справочник*. - М.: Недра, 1991..

2. *Проектирование оптико-электронных приборов:Учебник*. Изд. 2-е, перераб. и доп./Ю. Б. Парвулюсов, С.А. Родионов, В.П. Солдатов и др.; Под ред. Ю.Г. Якушенкова.–М.:Логос, 2000.–488с.:ил.

3.Амосова О.А. Вестфальский А.Е. *Применение пакета MATHCAD к решению вычислительных задач*. – М.:Издательский дом МЭИ, 2007.– 30 с.

МАЛОГАБАРИТНЫЙ АВТОКОЛЛИМАЦИОННЫЙ ДАТЧИК УГЛА

Демин А.В., Ковалев И.А.

ОАО «ЛОМО», Санкт-Петербург, Россия

В работе рассмотрены методики построения малогабаритных автоколлимационных датчиков угла, встроенных в сложный технологический комплекс, обеспечивающих динамический контроль пространственного положения компонентов комплекса.

В связи с усложнением технологических комплексов и необходимостью в обеспечении безопасности и надежности работы данных комплексов, есть необходимость в создании встраиваемых систем контроля, в частности, малогабаритных автоколлимационных оптико-электронных автоколлиматоров, обеспечивающих контроль пространственного положения компонентов технологических комплексов.

В зависимости от поставленной задачи, к данным системам контроля могут предъявляться различные требования по точности, диапазону и динамике измерений.

Целью работы было рассмотрение точностных и динамических характеристик встроенной системы контроля углового положения контрольного элемента, построенной на применении малогабаритного двухкоординатного автоколлиматора.

Особенность встроенных в сложный технологический комплекс малогабаритных оптико-цифровых автоколлиматоров состоит в том что:

— объектив автоколлиматора имеет малую величину фокусного расстояния (f'<50 мм.);

— оптическая система имеет сверхширокий (для автоколлимационных систем) диапазон измерения углового положения контролируемого объекта (3÷15)°, что ведет к значительному увеличению влияния аберраций оптической системы на получаемый результат;

— значение рабочей дистанции до контролируемого объекта ($L\pm\Delta L$) соизмеримо с фокусным расстоянием f' объектива автоколлиматора;

— точность измерения не ниже 0,1% от диапазона измерения, с частотой измерения порядка 10 Гц.;

— автоколлимационная система должна иметь возможность работы с естественной отражающей поверхностью подвижного компонента комплекса (с коэффициентом отражения $\rho\geq0,3$).

В связи с этими особенностями, при проектировании конструкции автоколлиматора требуется: построение нерасстраиваемой оптической системы; наличие вибро- и термозащиты; защита от электромагнитной наводки. Для снижения нежелательных засветок на фотоприемном устройстве, целесообразно применение светоделительной пластинки вместо призмы-куба. Для исключения влияния смещения энергетического центра пятна, возникающего при расфокусировке системы, можно как построить телецентрическую оптическую систему, что более предпочтительно, так и скомпенсировать данные смещения в электронно-вычислительном тракте, если по той или иной причине построение телецентрической системы невозможно.

При обработке сигнала, возникают сложности, связанные с необходимостью обеспечения требуемой динамики и точности измерений. Требуемую динамику можно обеспечить подбором приемника оптического излучения и системы обработки сигнала, обладающих требуемыми динамическими свойствами. Также, если характер (или условия ограничения) функции движения контрольно элемента известен (что можно определить для всех физических объектов), то с некоторой вероятностью можно определить положение контрольного элемента в тот или иной момент времени, интерполируя аппроксимированную (по известному характеру или ограничениям) функцию измеренных значений. Таким образом, можно как вычислить положение контрольного элемента в момент времени между измерениями, так и прогнозировать положение контрольного элемента в еще не наступивший момент времени. Прогнозирование может дать время, достаточное для коррекции входных параметров и недопущения нежелательных (критических) значений контролируемой величины.

Точность измерений можно повысить с помощью соответствующих алгоритмов обработки сигнала, компенсирующих перераспределение энергии в световом пятне и смещение его энергетического центра относительно главного луча, возникающее вследствие аберраций, термических и механических воздействий на автоколлиматор. Принцип данной компенсации состоит в определении величины и характера воздействия того или иного возмущения на процесс измерения, последующего замера величины данного возмущения, вычисления величины возмущения и коррекции измеренной величины. Данная компенсация может также значительно снизить требования к качеству оптической системы и упростить конструкцию автоколлимационного модуля, а, следовательно, и повысить надежность системы. При проведении вычислительных процессов, данные процессы целесообразно распараллеливать, что, во-первых, повышает

быстродействие системы, а во-вторых, при дублировании вычислений (наиболее сложных), повышает их достоверность.

В данной работе была предложена принципиальная схема построения малогабаритного автоколлиматора. Для обеспечения расчета параметров данной схемы был предложен метод матричного расчета, применительно к данной принципиальной схеме, а также метод компенсации погрешностей, в электронно-вычислительном тракте и метод интерполяции результатов измерений.

ПРИМЕНЕНИЕ ВТОРИЧНОЙ ОПТИКИ ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЯ ТРЕБУЕМОГО СВЕТОРАСПРЕДЕЛНИЯ СВЕТОДИОДОВ

Гапеева А.В., Зверев В.А.

Национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

Рассмотрены основные требования, предъявляемые к элементам вторичной оптики светодиодов.

Оптическая эффективность компонента вторичной оптики обычно определяется как отношение величины полного светового потока, прошедшего через все поверхности компонента и вышедшего из него, к величине полного потока, вошедшего в компонент. В случае обычного линзового концентратора для определения его оптической эффективности необходимо вначале измерить полный поток светодиода, а затем – полный поток системы, состоящей из данного светодиода и рассматриваемого коллиматора. Измерения можно выполнить при помощи интегрирующей сферы, в одинаковых условиях для светодиода без линзы и для системы.

В светотехнике важно знать характер светораспределения источника. Он описывается кривыми силы света, построенными в полярных или прямоугольных координатах. Они представляют собой зависимости интенсивности излучения от угла наблюдения. В большинстве случаев светодиод имеет светораспределение близкое к Ламбертовскому. Применяя вторичную оптику, можно получить распределение любой требуемой формы. Основной параметр, определяющий характер кривой силы света для симметричных компонентов вторичной оптики – её полуширина – то естть ширина по уровню интенсивности, равной половине максимальной. Дополнительным параметром служит ширина кривой силы света на уровне 10% от максимума. Эта дополнительная характеристика важна в том случае, если требуется получить узкий пучок на всем его протяжении.

Охарактеризовать высоту кривой силы света в абсолютных значениях можно с помощью отношения величины силы света, выходящей из элемента вторичной оптики к величине полного светового потока, излучаемого светодиодом без оптики. Это отношение позволяет сравнить различные варианты компоновки системы, то есть, различные элементы вторичной оптики, чтобы определить, какой из них дает наибольшее значение силы света в требуемом направлении, наиболее эффективно преобразует излучение светодиода в требуемое светораспределение.

Для наиболее эффективного преобразования светового потока светодиода вторичная оптика, используемая вместе с ним, должна быть рассчитана под данную конструкцию светодиода. Существующие универсальные решения в редких случаях позволяют достичь требуемой эффективности.

Для получения несимметричного светораспределения возможно применеие нескольких типов вторичной оптики в одном устройстве, состоящем из светодиодов одного типа. Примером подобного применения может служить фара автомобиля – для

дальнего и ближнего света целесообразно применить оптические компоненты различной конструкции, создающие свет высокой и низкой интенсивности соответственно.

Оптические компоненты для светодиодов играют важную роль в разработке световых приборов на основе полупроводниковых источников света. Изменяя параметры вторичной оптики можно создавать устройств, точно удовлетворяющие поставленным техническим задачам.

ОПТИЧЕСКАЯ СИСТЕМА ПРИЕМА И ФОРМИРОВАНИЯ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ МИНИ-СПУТНИКА С ЛАЗЕРНОЙ ДВИГАТЕЛЬНОЙ УСТАНОВКОЙ

Егоров М.С.

Научно-исследовательский институт оптико-электронного приборостроения, Сосновый Бор, Россия

Предложена компоновка оптической системы приема и формирования лазерного излучения для космического мини-аппарата, оборудованного лазерной двигательной установкой. Определены требования к лазерному двигателю и лазеру на примере использования космического мини-аппарата для очистки геостационарной орбиты от объектов космического мусора.

В данной работе рассматривается космический лазерный мини-аппарат (массой до 100 кг) на основе лазерной реактивной тяги[1], который может использоваться как для удаления космического мусора, так и для таких целей, как: осмотр крупных космических станций; мониторинг околоземного космического пространства; обслуживание крупных межпланетных пилотируемых аппаратов (кораблей) во время продолжительных космических миссий и т.п. Во всех случаях требуется легкий надежный аппарат, способный к быстрому орбитальному маневру без больших затрат топлива (рабочего вещества) и энергии.

Источником энергии для осуществления маневрирования мини-аппарата является лазер, расположенный на вспомогательном КА (КА-буксире), который движется по орбите ниже геостационарной орбиты.

В данной работе рассматривается сценарий выполнения очистки геостационарной орбиты от объектов космического мусора (неработающих космических аппаратов) с использованием лазерного мини-КА. Выполнено моделирование орбитального движения мини-КА. Получено, что переходы аппарата по эллиптическим, не гомановским, орбитам являются наиболее оптимальными для оперативного маневрирования (несколько часов) с умеренным расходом рабочего вещества (единицы килограмм). В результате расчетов орбитального движения мини-КА получено, что увод одного неработающего геостационарного спутника на КА-буксир с помощью мини-КА с лазерной двигательной установкой на борту для последующей транспортировки собранных объектов мусора, например, на орбиту захоронения можно выполнить в течение около 12 часов.

Для выполнения указанного маневра необходимо лазерное излучение мощностью 1-10 кВт. Лазерный двигатель должен обеспечить тягу на уровне 1.5 – 15 Н.

Блок-схема оптической системы лазерного мини-КА представлена на рис. 1. В конструкции аппарата выделена базовая оптическая ось X, привязанная к традиционной системе ориентации аппарата в пространстве на основе астродатчиков, обеспечивающих точность его ориентации относительно звезд на уровне 10^{-3} рад. Собственная система управления приемной лазерной телескопической системой удерживает ее в направлении на лазерный источник (вспомогательный КА) с точностью ~ 10^{-6} рад.

Разработанная оптическая система мини-КА обеспечивает:

1. Независимость направления вектора тяги двигателей мини-аппарата от направления на лазерный источник излучения.

2. Минимальные потери при приеме лазерной энергии. Эффективность приема излучения от лазера в первую очередь зависит от согласования размеров апертур приемно-передающих лазерных телескопов, длины волны лазерного излучения, и точности наведения лазерного луча на приемный телескоп.

3. В конструкции мини-аппарата предусмотрена базовая оптическая ось для согласования как приемной телескопической системы, так и лазерного реактивного двигателя с системой пространственной ориентации аппарата.

4. В составе лазерной двигательной установки предложена специальная конструкция лазерного двигателя[2] (ЛРД).

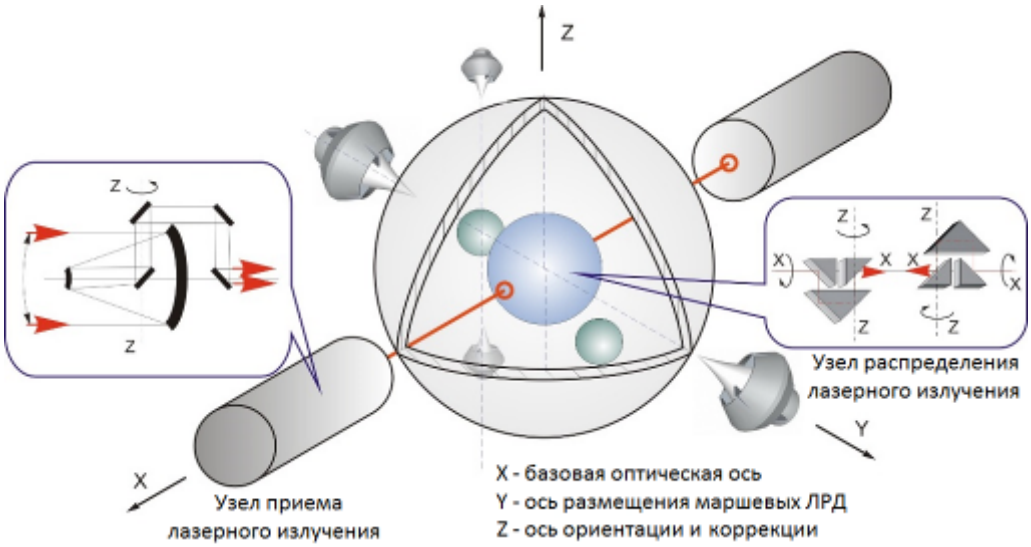


Рис. 1. Принципиальная блок-схема оптической системы лазерного мини-КА

Оптическая схема построена с использованием поворотных турелей с приемной телескопической системой и оптических шарниров, позволяющих сохранить независимость направления оптической оси излучения на выходе из шарнира при изменяемом направлении оптической оси излучения на входе в него.

1. Труды международного симпозиума по тяге, создаваемой лучистой энергией, ISBEP, *AIP Conf. Proc.*, **664**, 718 p., (2003).

2. М.С. Егоров, А.А. Агейчик, Ю.А. Резунков, А.Л. Сафронов, В.В. Степанов, *Патент РФ*, № 2266420, (2003).

3. М.С. Егоров, Е.В. Репина, Ю.А. Резунков, А.Л. Сафронов, *Оптический журнал*, **77**, № 3, с. 8-15, (2010).

МОДЕЛИРОВАНИЕ ОПТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ БЛАСТЕРА

Шевкунов В.С., Бахолдин А.В.

Национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

Работа посвящена разработке коллимационной оптической системы с инфракрасным источником излучения. Исследование выполнялось в рамках работы по усовершенствованию конструкции игрового оборудования, использующегося для имитации боя в полевых условиях.

Лазертаг, или лазерный бой — высокотехнологичная игра, происходящая в реальном времени и пространстве. Суть игры состоит в поражении игроков-противников и интерактивных мишеней безопасными лазерными выстрелами из бластера-автомата.

Собственно «поражение» игрока происходит путем регистрации луча бластера-автомата оппонента специальными датчиками, закрепленными на одежде игрока.

Заказчиком был предоставлен прототип оружия, технические характеристики, которого, отличаются от желаемых. Оптическая схема представляет собой однокомпонентную систему со светодиодом VISHAY 6100.

Первоначальная конструкции не позволяла добиться желаемых результатов «пристрелки» и обеспечить требуемую дальность стрельбы.

Задачей данной работы является компьютерное моделирование новой оптической системы в соответствии с требованиями:

- улавливаемое пятно от источника, на расстоянии 100 метров, должно иметь диаметр 1 метр
- Диаметр светового пятна, по уровню 0,1 от максимальной расчетной освещенности, не более 1,3 метра;
- Максимальный диаметр оптических элементов, не более – 40 мм;
- Максимальная длина оптической системы, не более - 400 мм;
- Длина волны излучения 940 нм ± 50 нм

Из технических соображений, были выбраны три светодиода марки OSRAM. Преимуществом марки OSRAM является то, что производитель выкладывает в открытый доступ на официальном сайте файлы-модели, созданные по измерениям реального светодиода, где содержатся данные о ходе его лучей, которые можно использовать в расчётах и компьютерном моделировании.

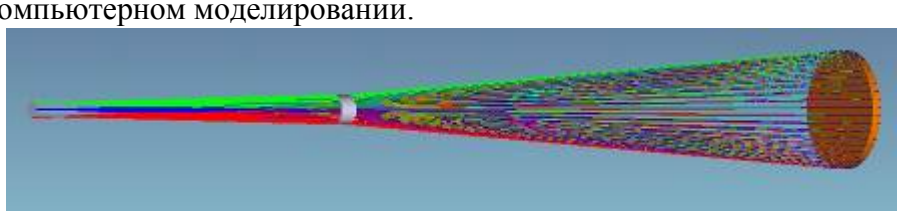
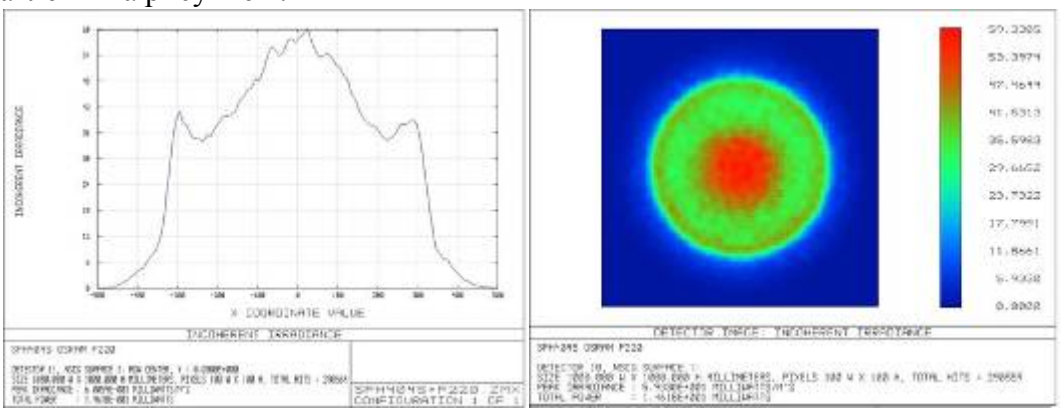


Рис. 1. Ход лучей в оптической системе. Моделирование в программе Zemax.

Результаты облученности приемника 1x1 метр одним из вариантов системы представлены на рисунке 1.



а) б)

Рис. 2. Распределение облученности на приемнике 1x1 метр при использовании светодиода Osram SFH4045 и двухлинзовой системы: а)график распределения интенсивности, б)изображения пятна

Результаты: Проведён габаритный расчёт для различных светодиодов марки OSRAM, которые отличаются углом рассеивания и позволяют загружать модели

напрямую в программу ZEMAX и наблюдать распределение энергетики на приёмнике. Стоит отметить, что для однолинзовой системы фокусное расстояние будет схоже с длиной всей системы. В свою очередь габариты системы ограничены ТЗ. Проблему решает вариант с двухкомпонентной системой из рассеивающей и собирающей линзы (телеобъектив). При использовании телеобъектива получается значительный выигрыш в габаритах системы.

АНАЛИЗ И ИМИТАЦИЯ ВЫСОКОСКОРОСТНОГО ОБЪЕКТА В ОПТИЧЕСКОМ ДИАПАЗОНЕ.

Демин А.В. , Лосев С.В*.

Национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики,* ОАО ЛОМО.

В докладе рассмотрена проблема описания высокоскоростных объектов в оптическом диапазоне, которая заключается в многообразии внешних факторов характеризующих его. Предложен алгоритм имитационного моделирования высокоскоростного объекта в оптическом диапазоне с учетом температуры его. Представлена математическая модель высокоскоростного объекта в оптическом диапазоне, учитывающая его и фона температуру.

Проектирование пассивных оптико-электронных систем (ОЭС) обнаружения объектов разбивается на два этапа:

1. построение функционально-параметрической модели ОЭС с последующим компьютерным моделированием;
2. рабочее проектирование ОЭС обнаружения оптико-физической модели.

В этой связи одним из важных компонентов построения функционально-параметрической модели ОЭС является оптико-физическая модель обнаруживаемого объекта, и в частности его термооптическая модель.

В докладе будет представлено несколько этапов построения термооптической модели летательных аппаратов в соответствии с экспериментальными данными по измерению интегральной силы его излучения в процессе полета при помощи компьютерного и математического моделирования объекта.

В рамках доклада будет рассмотрен метод построения математической модели летательного аппарата, как объекта для сканирующей системы, на основе опытных данных. Будет показано, что данные, полученные опытным путем отлично коррелируют с теорией АЧТ. И на базе формул и зависимостей для АЧТ возможно построить модель термооптического излучения для реального летающего объекта.

Будут проанализированы кривые зависимости интегральной силы излучения объекта в зависимости от спектрального диапазона сканирования и высоты на которой находится объект относительно сканирующей системы. А так же алгоритмы, которые позволили на компьютере смоделировать ситуацию сканирования оптического высокоскоростного объекта.

КАРТИНЫ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ИНТЕНСИВНОСТИ, ПОСТРОЕННЫЕ С ПОМОЩЬЮ ЗОНДА БЛИЖНЕПОЛЬНОГО МИКРОСКОПА

Дегтярев С.А., Хонина С.Н.

Самарский государственный аэрокосмический университет имени академика С.П. Королева (национальный исследовательский университет), Самара, Россия

Федеральное государственное учреждение науки институт систем обработки изображений российской академии наук, Самара, Россия

В работе моделировался процесс сканирования излучения ближнепольным микроскопом с зондами различных конфигураций. Показано, что происходит усиление или ослабление пропускания сигнала при изменении конфигурации наконечника зонда. Построены картины распределений интенсивности остросфокусированных пучков в фокальной плоскости.

Физическое описание процесса сканирования электромагнитного излучения зондом сканирующего микроскопа является актуальным предметом исследований ученых-оптиков. Коэффициент отклика зонда на входное излучение может сильно варьироваться в зависимости от конфигурации зонда, а также от поляризации входного излучения. Форма входного окна может кардинально усилить отклик [1, 2]. В работах [2, 3] показано, что на пропускание значительно влияет показатель преломления материала зонда.

Целью исследования являлось изучение влияния конфигурации зонда, а также поляризации входного излучения на картину отклика зонда. Также основная цель состояла в подборе такой конфигурации моделируемого зонда, чтобы результаты численного моделирования соответствовали экспериментально полученным результатам.

Для моделирования процесса использовался коммерческий пакет COMSOL Multifisics 4.3 и его отдельный модуль RF module. Волновое уравнение численно решается с помощью метода конечных элементов.

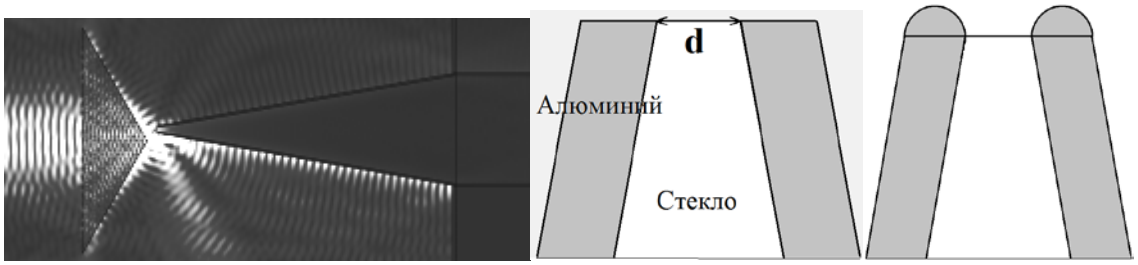
В работе рассматривался двумерный случай, таким образом элемент считался бесконечным вдоль одного направления. Угол схождения зонда на конус равен 20 градусов, зонд покрыт алюминием. Во всех случаях длина волны равна 532 нм. При исследовании рассматривалось детектирование гауссова пучка с узкой перетяжкой, а также различных остросфокусированных пучков.

Интегральная характеристика, использовавшаяся для анализа в данной работе, определяется формулой:

$$\int_S |E|^2 \, dS, \qquad (1)$$

где $|E|$ – амплитуда электрического поля, S – анализируемая площадка на входе или на выходе из зонда.

По формуле (1) найдены соотношения интегральных энергетических характеристик на входе и на выходе зондов при детектировании гауссова пучка с узкой перетяжкой. На рисунке 1 показаны виды исследуемых зондов.



(а) (б) (в)

Рис. 1. Зонд: (а) распространение сфокусированного пучка через зонд; (б) – наконечник зонда с апертурой; (в) – наконечник зонда с апертурой со скругленными фасками.

На рисунке 1 (а) показана схема проведенного вычислительного эксперимента. Гауссов пучок подается слева и фокусируется рефракционным аксиконом с числовой апертурой 0,8, максимальной для показателя преломления материала аксикона, равного 2. В фокальную плоскость помещается наконечник апертурного зонда. Излучение проходит через апертуру и распространяется в сердцевине зонда. Во входной апертуре и в основании конической части зонда производится вычисление интегральных энергетических характеристик излучения.

На рисунке 2 показана картина отклика зонда на входное излучение, в зависимости от смещения зонда вдоль фокальной плоскости. На основании рисунка 4 можно сделать вывод о том, что детектируемое излучение существенно дифрагирует на зонде и поле изменяется. При этом отсканированный профиль повторяет профиль поперечной составляющей электрического поля в фокальной плоскости.

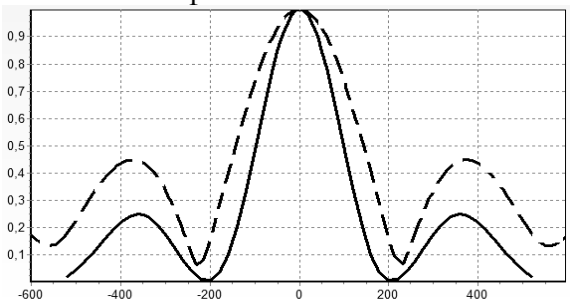


Рис. 2. Сканирование зондом фокальной плоскости: курсивная линия – поперечная составляющая поля, сплошная линия – отклик зонда

1. P. Banzer, J. Kindler, S. Quabis, U. Peschel, and G. Leuchs, *Optics Express*, **18**, 10, 1089610 (2010).

2. Huizhong Xu, Pangshun Zhu, Harold G. Craighead, Watt W. Webb. Optics Communications, **282**, pp. 1467-1471, (2009).

3. С.А. Дегтярев, С.Н. Хонина, Д.Л. Скуратов, Вестник Самарского государственного аэрокосмического университета, **35**, 1, с. 204-208, (2012).

АДАПТАЦИЯ ОБЛАСТИ СКАНИРОВАНИЯ К ФОРМЕ МИКРОРЕЛЬЕФА ПОВЕРХНОСТЕЙ ПРИ ИХ ИССЛЕДОВАНИИ МЕТОДОМ ИНТЕРФЕРОМЕТРИИ МАЛОЙ КОГЕРЕНТНОСТИ

Ермолаев П.А.

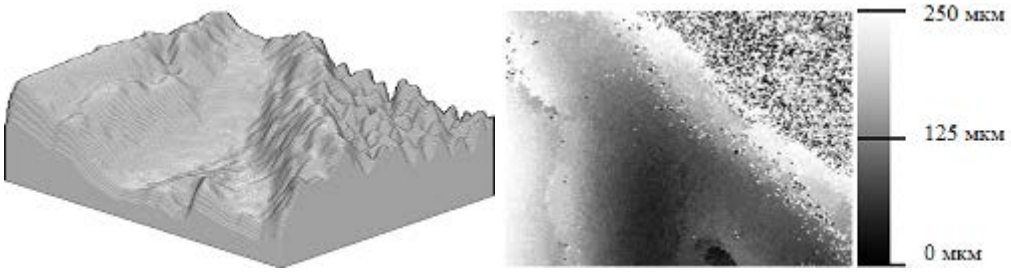
Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики,
Санкт-Петербург, Россия

Работа посвящена проблеме исследования микрорельефа поверхностей методом интерферометрии малой когерентности и адаптивному расширению области сканирования. Продемонстрированы результаты исследования микрорельефа поверхности на примере поверхности металлической монеты с использованием корреляционного алгоритма сшивки.

Прецизионные бесконтактные оптические методы исследования микрорельефа поверхностей являются актуальными и востребованными при контроле качества производства бумаги[1-2], исследовании и реставрации предметов искусства[3], определении свойств поверхностей материалов, в криминалистике и медицине.

Традиционно для подобных исследований применяются интерференционные методы[1] как наиболее точные из оптических. Однако, в микроинтерферометрах[4] используются высокоапертурные объективы с малым полем зрения (порядка 200×200 мкм). Исследуемые микронеровности имеют площади порядка 1 мм^2, в результате чего возникает задача сканирования многих участков с последующей сшивкой результатов.

Исследование каждого участка поверхности включает в себя регистрацию набора интерферограмм участка поверхности с различной разностью хода, обработку данных с получением на выходе набора двумерных карт рельефа поверхности (рефлектограмм) и объединение результатов сканирования смежных областей для получения расширенной карты микрорельефа поверхности, площадь которой превышает площадь отдельного участка. Полученные результаты могут быть представлены в виде двумерной карты высот микрорельефа поверхности (изображения, в котором интенсивность каждого пикселя пропорциональна высоте микрорельефа в данной точке) или его 3D-модели (рис. 1).



а) б)

Рис. 1. Результаты исследования микрорельефа поверхности металлической монеты: а) 3D-модель, б) карта высот

Из-за неточности механического позиционирования исследуемых объектов невозможно абсолютно точно определить положение областей сканирования друг относительно друга с допустимой погрешностью (меньше размера пикселя изображения). Для преодоления этой проблемы сканирование участков осуществляется с небольшим перекрытием, точные параметры которого могут быть впоследствии определены по критерию максимизации коэффициента корреляции Пирсона:

$$r_{XY} = \frac{\mathrm{cov}_{XY}}{\sigma_X \sigma_Y} = \frac{\sum (X - \bar{X})(Y - \bar{Y})}{\sqrt{\sum (X - \bar{X})^2 \sum (Y - \bar{Y})^2}}.$$

Гладкие участки поверхностей не представляют интерес, поэтому для ускорения исследований целесообразно сканировать только участки, содержащие значительные изменения высоты микрорельефа. Для этого могут быть использованы алгоритмы сопровождения, основанные на априорной информации о поверхности объекта, получаемой экспресс методами меньшей точности (например, методом восстановления формы из фокусировки[5]).

Отдельный интерес представляет выбор критерия детектирования участков, содержащих область интереса. Наряду с неавтоматическими критериями (пользовательское управление), доступны локальные (порог перепада высот) и интегральные критерии (анализ результата преобразования Фурье или текстурных характеристик Лавса[6-7] изображения карты высот участка поверхности).

В качестве примера применения предложенной методики, реализованной на базе автоматизированного микроинтерферометра МИИ-4[2], на рис. 2. представлена 3D-модель микрорельефа металлической монеты, полученная при помощи алгоритма сопровождения и сшивки результатов сканирования перекрывающихся участков.

Рис. 2. 3D-модель микрорельефа металлической монеты

1. I. Gurov, A. Karpets, N. Margariants, E. Vorobeva, *Proc. SPIE*, **6618**, 661807, (2007).

2. E. Alarousu, I. Gurov, N. Kalinina, A. Karpets, N. Margaryants, R. Mullula, T. Prykari, E. Vorobeva, *Proc. SPIE*, **7022**, P7022, (2008).

3. И. Гуров, Е. Жукова, А. Левшина, *Научно-технический вестник информационных технологий, механики и оптики*, **3** (79), 55-59, (2012).

4. Ю. Коломийцев, Интерферометры. – Л.: Машиностроение, 296 с., (1976).

5. А. Аверкин, А. Потапов, А. Рожков, *Научно-технический вестник СПбГУ ИТМО*, **6** (76), 12-17, (2011).

6. K. Laws, *Ph.D. Dissertation, University of Southern California* (1980).

7. K. Laws, *In SPIE Image Processing for Missile Guidance*, **238**, 376-380, (1980).

ВЕКТОРНЫЙ И МАТРИЧНЫЙ МЕТОДЫ ВЫЧИСЛЕНИЯ НАПРАВЛЕНИЯ ЛУЧА, ОТРАЖЁННОГО СИСТЕМОЙ ПРОИЗВОЛЬНО РАСПОЛОЖЕННЫХ ПЛОСКИХ ОТРАЖАЮЩИХ ПОВЕРХНОСТЕЙ

Ежова К.В., Трусов И.А.

Национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

В данной статье рассматриваются векторный и матричный методы вычисления направления луча, отражённого системой произвольно расположенных плоских отражающих поверхностей. Показано, что эффективность этих методов можно увеличить, применяя для расчетов кватернионы.

Зеркальные и зеркально-призменные системы широко применяются в оптических системах оптических и оптико-электронных приборов. В общем случае из-за погрешностей сборки изменяются углы между отражающими поверхностями в плоскости главного сечения и нарушается компланарность нормалей к поверхностям зеркальных систем.

Прохождение луча через поверхность раздела двух сред произвольной формы определяется законом преломления в виде: $n\boldsymbol{A}\times\boldsymbol{N}=n'\boldsymbol{A}'\times\boldsymbol{N}$, где $\boldsymbol{A}$, $\boldsymbol{A}'$ – орты падающего и преломленного лучей; n, n' – показатели преломления разделяемых сред; $\boldsymbol{N}$ – орт нормали к поверхности в точке падения луча. Световое возмущение в точке $\boldsymbol{r}(x,y,z)$ плоской волны, распространяющейся в направлении единичного вектора $\boldsymbol{s}$, определяется волновой функцией аргумента $t-\boldsymbol{rs}/V$, где $t-$время, $V-$скорость распространения плоской волны, которая определяется уравнением $\boldsymbol{rs}=const$. Если $\boldsymbol{s}^{(i)},\boldsymbol{s}^{(r)},\boldsymbol{s}^{(t)}-$ единичные векторы в направлении распространения падающей, отражённой и преломлённой волн, то, приравнивая аргументы трёх волновых функций в точке $\boldsymbol{r}(x,y,z)$ поверхности раздела двух сред произвольной формы, получаем, что угол отражения волны от поверхности раздела равен $\theta_r=\pi-\theta_i$, где θ_i- угол падения. Это выражение определяет закон отражения света. В результате приходим к выводу, что векторная форма закона преломления принимает вид закона отражения, если принять $n=n'$: $\boldsymbol{A}\times\boldsymbol{N}=\boldsymbol{A}'\times\boldsymbol{N}$, где $\boldsymbol{A}$ и $\boldsymbol{A}'-$орты направления падающего и отражённого лучей; $\boldsymbol{N}-$нормаль к отражающей поверхности в точке падения. Переписав эту формулу в виде $(\boldsymbol{A}'-\boldsymbol{A})\times\boldsymbol{N}=0$, находим, что $\boldsymbol{A}'=\boldsymbol{A}-2\boldsymbol{N}(\boldsymbol{AN})$.

В общем случае при $\boldsymbol{A}=\boldsymbol{A}_k$ орт $\boldsymbol{A}'=\boldsymbol{A}_{k+1}$. Тогда при отражении от первой поверхности имеем: $\boldsymbol{A}_2=\boldsymbol{A}_1-2\boldsymbol{N}_1(\boldsymbol{A}_1\boldsymbol{N}_1)$. Это выражение можно представить в виде: $\boldsymbol{A}_2=\begin{vmatrix}\boldsymbol{A}_1 & 2(\boldsymbol{A}_1\boldsymbol{N}_1)\\ \boldsymbol{N}_1 & 1\end{vmatrix}$. В общем случае имеем:

$$\boldsymbol{A}_{n+1}=\begin{vmatrix}\boldsymbol{A}_1 & 2(\boldsymbol{A}_1\boldsymbol{N}_1) & 2(\boldsymbol{A}_1\boldsymbol{N}_2) & \ldots & 2(\boldsymbol{A}_1\boldsymbol{N}_n)\\ \boldsymbol{N}_1 & 1 & 2(\boldsymbol{N}_1\boldsymbol{N}_2) & \ldots & 2(\boldsymbol{N}_1\boldsymbol{N}_n)\\ \boldsymbol{N}_2 & 0 & 1 & \ldots & 2(\boldsymbol{N}_2\boldsymbol{N}_n)\\ \ldots & \ldots & \ldots & \ldots & \ldots\\ \boldsymbol{N}_{n-1} & 0 & 0 & \ldots & 2(\boldsymbol{N}_{n-1}\boldsymbol{N}_n)\\ \boldsymbol{N}_n & 0 & 0 & \ldots & 1\end{vmatrix}.$$

Для вычисления угла, образованного ортом $\boldsymbol{A}_{n+1}$ луча с выбранным или заданным направлением, определяемым ортом $\boldsymbol{q}$, получаем

$$\cos\left(\boldsymbol{A}_{n+1},\boldsymbol{q}\right)=\boldsymbol{A}_{n+1}\boldsymbol{q}=\begin{vmatrix} (\boldsymbol{A}_1\boldsymbol{q}) & 2(\boldsymbol{A}_1\boldsymbol{N}_1) & 2(\boldsymbol{A}_1\boldsymbol{N}_2) & \ldots & 2(\boldsymbol{A}_1\boldsymbol{N}_n) \\ (\boldsymbol{N}_1\boldsymbol{q}) & 1 & 2(\boldsymbol{N}_1\boldsymbol{N}_2) & \ldots & 2(\boldsymbol{N}_1\boldsymbol{N}_n) \\ (\boldsymbol{N}_2\boldsymbol{q}) & 0 & 1 & \ldots & 2(\boldsymbol{N}_2\boldsymbol{N}_n) \\ \ldots & \ldots & \ldots & \ldots & \ldots \\ (\boldsymbol{N}_{n-1}\boldsymbol{q}) & 0 & 0 & \ldots & 2(\boldsymbol{N}_{n-1}\boldsymbol{N}_n) \\ (\boldsymbol{N}_n\boldsymbol{q}) & 0 & 0 & \ldots & 1 \end{vmatrix}.$$

Очевидно, что получение общего выражения, описывающего действие системы, состоящей из плоских отражающих поверхностей векторными и матричными методами трудоемко и требует для решения поставленной задачи пересчет операторов действия зеркальной системы из одной системы координат в другую. Более просто задачу такого рода можно решить при помощи математического аппарата кватернионов, предложенного Гамильтоном. В этом случае поставленная задача решается без учета сдвига пространства и внутри одной системы координат.

ПОЛЯРИЗАЦИОННОЕ И ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКОЕ УПРАВЛЕНИЕ СПЕКТРОМ ШИРОКОПОЛОСНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Криштоп В.В., Гончарова П.С.

Дальневосточный государственный университет путей сообщения,
Хабаровск, Россия

В работе представлены результаты по исследованию влияния направления пропускания поляризаторов на вид спектра широкополосного излучения при электрооптическом эффекте в кристалле ниобата лития. Предложены способы управления интенсивностью и спектром широкополосного излучения.

Сведения об особенностях распространения излучения в анизотропных кристаллах, спектрах пропускания, поляризационных характеристиках излучения, возможности управления этими характеристиками полезны для квантовой и нелинейной оптики и способствуют созданию новых оригинальных оптических приборов.

Рассмотрена простейшая система «поляризатор-кристалл-поляризатор». Интенсивность выходного излучения J, с учетом дисперсии показателей преломления в кристалле определится:

$$J=\sum_i J_i=\sum_i 0{,}5\,J_0\left\{cos^2(\alpha+\beta)+cos^2(\alpha-\beta)+sin\,2\alpha\;sin\,2\beta\,cos\left[2\pi l/\lambda_i\left(n_{oi}-n_{ei}\right)\right]\right\},\quad(1)$$

где J_0 – исходная интенсивность излучения; α, β – углы между плоскостью главного сечения кристалла и плоскостями пропускания поляризаторов П1 и П2; λ_i – длина волны излучения; n_{ei}, n_{oi} – показатели преломления необыкновенного и обыкновенного лучей для длины волны λ_i;. l – длина кристалла в направлении распространения излучения.

Из выражения (1) видно, что спектр прошедшего через систему широкополосного излучения зависит от значения величин углов α и β и может быть периодическим, сплошным или на фоне сплошного спектра периодическим (комбинированным).

При приложении к кристаллу внешнего электрического поля вдоль оптической оси происходит изменение показателей преломления, благодаря электрооптическому эффекту:

$$n'_{oi}=n_{oi}-n_{oi}^3 r_{13}U/2d\,,\quad n'_{ei}=n_{ei}-n_{ei}^3 r_{33}U/2d\,,\qquad(2)$$

где r_{13}=8,6 пм/В, r_{33}=30,8 пм/В - электрооптические коэффициенты; U – напряжение, приложенное к кристаллу; d – толщина кристалла вдоль приложения напряжения.

Изменение показателей преломления приводит к сдвигу периодического спектра, причем величина сдвига спектра зависит от значения напряжения на кристалле.

Эффект сдвига спектра при приложении поля к анизотропному кристаллу может быть применен для создания фильтров, пропускающих излучение с определенным шагом. Шаг пропускания такого фильтра будет зависеть от длины анизотропного кристалла. Благодаря быстродействию электрооптического эффекта фильтр может с частотой выше 10^9 Гц перестраивать и пропускать излучение то на одних длинах волн, то на других.

При рассмотрении более сложной системы «поляризатор-кристалл-кристалл-поляризатор»[1,2] интенсивность излучения на выходе определится интерференцией четырех лучей для каждой длины волны, так как обыкновенный и необыкновенный лучи, входящие из кристалла К1, разобьются в кристалле К2 на два луча с взаимноортогональными поляризациями:

$$J = \sum_i J_i = \sum_i 0{,}5\, J_0 \left\{ \begin{array}{l} \left[cos^2(\alpha+\gamma) + cos^2(\alpha-\gamma)\right] cos^2(\beta-\gamma) + \\ + \left[sin^2(\alpha+\gamma) + sin^2(\alpha-\gamma)\right] sin^2(\beta-\gamma) + \\ + sin\,2\alpha\, sin\,2\gamma\, cos\,2(\beta-\gamma) cos\left[2\pi l_1/\lambda_i (n_{oi} - n_{ei})\right] - \\ - sin\,2(\beta-\gamma) \left\{ \begin{array}{l} cos\,2\alpha\, sin\,2\gamma\, cos\left[2\pi l_2/\lambda_i (n_{oi} - n_{ei})\right] - \\ - 2\, sin\,2\alpha \left[\begin{array}{l} cos^2\gamma\, cos\left[2\pi/\lambda_i (n_{oi} - n_{ei})(l_1 + l_2)\right] - \\ - sin^2\gamma\, cos\left[2\pi/\lambda_i (n_{oi} - n_{ei})(l_1 - l_2)\right] \end{array} \right] \end{array} \right. \end{array} \right\}, \quad (3)$$

где α, β – углы между плоскостью главного сечения кристалла К1 и плоскостями пропускания поляризаторов П1 и П2; γ – угол между плоскостями главных сечений кристалла К1 и кристалла К2; l_1, l_2 – длина кристаллов К1 и К2 в направлении распространения излучения.

На практике часто используют два идентичных кристалла с взаимноперпендикулярным направлением оптических осей для компенсации термоиндуцированного двулучепреломления[3]. При направлении пропускания поляризаторов под углом $\alpha=\beta=45$ °, спектр широкополосного излучения, проходящего через такую систему, никак не изменяется, так как разность фаз, набежавшая в первом кристалле, компенсируется разностью фаз, набежавшей во втором кристалле. Однако, при приложении к одному из кристаллов внешнего напряжения вдоль оптической оси, интенсивность широкополосного излучения начинает уменьшаться. Сам вид спектра при этом не меняется. При приложении к кристаллу полуволнового напряжения, интенсивность падает практически до нуля. Данная конфигурация поляризаторов и кристаллов может использоваться в качестве затвора с коэффициентом контраста порядка 25 дБ.

Подбирая направления пропускания поляризаторов и плоскостей главного сечения кристаллов можно значительно изменять спектр исходного излучения. Применение же электрооптического эффекта позволяет не только преобразовывать полученные спектры, но и модулировать их по интенсивности.

1. П.С. Гончарова, В.В. Криштоп, А.В. Сюй, Е.В. Толстов, О.Ю. Пикуль, *НТВ СПбГПУ*, **141**, №1, с. 82-85, (2012).

2. P.S. Lopatina, V.V. Krishtop, V.I. Stroganov, A.V. Syui, V.A. Maksimenko, E.V. Tolstov, M.N. Litvinova, *Optics and spectroscopy*, **113**, №2, pp.194-196, (2012).

3. В.В. Криштоп, П.С. Гончарова, Н.М. Киреева, Ю.М. Карпец, В.Г. Ефременко, М.Н. Литвинова, *Фундаментальные исследования*, **12**, с. 1233-1235, (2012).

ИССЛЕДОВАНИЕ ОСОБЕННОСТЕЙ ТРЕХМЕРНОГО СКАНИРОВАНИЯ ОБЪЕКТОВ НА БАЗЕ СТЕРЕОТЕЛЕВИЗИОННЫХ СИСТЕМ

Тюрикова Е.П.

Национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

Доклад посвящен анализу трехмерного сканирования и его применению для анализирующих и записывающих устройств. Исследуется особенности реализации систем, основанных на стереозрении, и проводится структурная разработка 3D-сканера.

Сущность процесса трехмерного сканирования заключается в анализировании внешнего вида и структуры исследуемого объекта для создания его объемной модели в электронном варианте[1].

Целью работы является анализирование систем трехмерного сканирования и разработка структурной схемы для расчет 3D – сканера.

Трехмерные модели формируются за счет обработки стереоскопического изображения по специализированному алгоритму в зависимости от метода сканирования. 3D – сканер представляет собой устройство, анализирующее реальный объект и создающее на основе полученных данных его 3D – модель. 3D – сканер считывает информацию с физического объекта и преобразует ее в электронную трехмерную модель, которая может быть позднее обработана с помощью ПК. Работа 3D – сканера сходна с работой обычного сканера, предназначенного для сканирования плоских материалов.

В ходе работы была выявлена классификация 3D – сканеров и выбраны две модели с разным типом сканирования для сравнительного анализа. По результатам сравнения получено, что более удобным для работы с предметами средних размеров будет стереоскопический 3D – сканер типа ATOS I[2].

Появление такого устройства нашло применение во множестве сфер жизнедеятельности, таких как инженерный анализ, контроль качества, промышленный дизайн, медицина и ортопедия, и др[3].

Результатом настоящей работы является разработка структурной схемы 3D – сканера и описание принципов работы системы. В дальнейшем планируется продолжить расчет системы трехмерного сканирования, основанного на стереозрении.

1. Особенности трехмерного сканирования, сайт «Деловой мир», http://www.all-uslugi.ru/

2. ATOS Triple Scan - Revolutionary scanning tech-nique, сайт «GOM: Optical Measuring Techniques», http://www.gom.com/home.html

3. Удовик Л., Глущенко В., Наземное лазерное сканирование: очевидные преимущества, журнал «Геопрофиль», март-апрель 2009

ОСОБЕННОСТИ ОРГАНИЗАЦИИ ПРОЦЕССА КОНТРОЛЯ ПАРАМЕТРОВ И ХАРАКТЕРИСТИК ПРОТЯЖЕННЫХ ИСТОЧНИКОВ ИЗЛУЧЕНИЯ

Перетягин В.С.

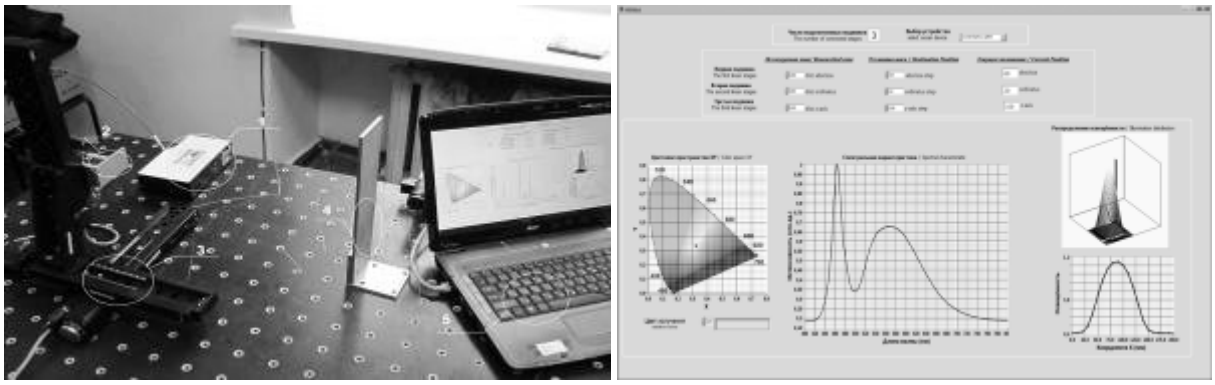
Национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

Существует немало различных систем и устройств, предназначенных для исследования и аттестации параметров источников оптического излучения. В настоящей работе приведен аппаратно-программный комплекс, позволяющий осуществлять одновременный анализ пространственного распределения освещённости, цветовых и спектральных характеристик излучения и параметров питания протяженных составных источников.

На сегодняшний день разработки в области технологий освещения занимают одну из ведущих позиций в сфере инноваций. Новейшие системы освещения, в частности светодиодного, актуальны и востребованы не только по причине малого энергопотребления и длительных сроков службы, что выгодно отличает их от традиционных источников света. Большой интерес, например, к составным источникам излучения на базе использования излучающих диодов обусловлен широкими возможностями по созданию на их основе специализированных устройств подсветки (с требуемыми спектром, интенсивностью, диаграммой направленности, цветом излучения), в том числе, управляемых.

Однако разработка указанных устройств освещения невозможна без обеспечения тщательного контроля как их собственных параметров и характеристик, так и используемых для этого источников излучения.

Настоящая работа посвящена описанию аппаратно-программного комплекса для одновременного определения спектральных характеристик и цветовых параметров источников оптического излучения (как одно-, так и многокомпонентных) в трёхмерном пространстве, равномерности освещения, а также описанию результатов экспериментальных исследований нескольких типов источников излучения, отличающихся формой, порядком расположения излучающих элементов, спектрами и энергетическими характеристиками излучения. Данный комплекс представлен на рисунке 1.



а) б)

Рис. 1. Автоматизированный аппаратно-программный комплекс контроля протяжённых источников излучения: а) исследовательский стенд; б) интерфейс программы.

Полученные экспериментальные зависимости сравнивались с теоретическими моделями, описывающими равномерность распределения освещённости источника излучения в зоне анализа, а также характер его спектральных характеристик и цветовых

параметров при заданных параметрах питания. Указанные модели учитывают основные законы формирования светового потока для различных типов источников излучения.

Результаты работы могут использоваться при разработке и контроле качества: источников излучения на производстве; многоэлементных источников излучения (линейных, круговых и т.д.) для высокоточных оптико-электронных систем; адаптивных (меняющих спектральные и цветовые характеристики) источников освещения, используемых при цветовом анализе различных объектов.

1. Nikiforov S., "Measuring laboratory for comprehensive analysis of characteristics of LEDs used in data display systems," Components and Technologies, No 7, 170-175 (2007) (in Russian).

2. Chertov A. N., Gorbunova E. V., Peretyagin V. S., Vakulenko A. D., "Automated hardware-software system for LED's verification and certification", Proc. SPIE 8484, 84841E1-84841E8 (2012).

3. Chertov A. N., Gorbunova E. V., Korotaev V. V., Peretyagin V. S., Serikova M. G., "Simulation of the multicomponent radiation source with the required irradiance and color distribution on the flat illuminated surface", Proc. SPIE 8429, 84290D1-84290D8 (2012).

КОМПОЗИЦИЯ ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ КРУГОВОЙ ПОДСВЕТКИ И ОБНАРУЖЕНИЯ ИЗМЕНЕНИЯ СВЕТОВОГО ПОЛЯ

Гапеева А.В., Ковалёва А.С.

Национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

Рассмотрены возможные варианты построения оптической системы устройства обнаружения изменения светового поля и подсветки в узком угловом поле в пределах широкого угла. При этом принято считать, что расстояние до источника изменения светового поля значительно превышает фокусное расстояние оптической системы.

Поскольку требуемая угловая величина изображаемого предмета достаточно мала, то, учитывая очевидное требование к сравнительной простоте конструкции оптической системы, при определённых параметрах устройства в качестве исходной конструкции можно принять отражающую поверхность параболоида. Если начало декартовой системы координат поместить в фокусе F' параболы, то её можно определить уравнением вида:

$y^2 = r_0^2 + 2r_0 z$.

В плоскости обнаружения угол обзора должен составлять десятки градусов. Для того, чтобы отражающая поверхность обладала этим свойством, образуем её вращением рассматриваемой параболы вокруг оси *0y* на требуемый угол. В результате получим отражающую поверхность, определяемую уравнением:

$$x^2 + y^2 = \frac{\left(r_0^2 - y^2\right)^2}{4r_0^2}.$$

Размер входного зрачка в меридиональной плоскости определяется разностью высот падающих на отражающую поверхность лучей, а в сагиттальной плоскости – соответствующим размером чувствительной площадки и косинусами углов, образованных нормалями к отражающей поверхности и к чувствительной площадке с лучом в точке его падения на поверхность и на площадку. Угол обзора из условия падения сигнала не

превышает 120°. Следовательно, для кругового обзора требуется не менее трёх оптических устройств (модулей).

В состав активной системы кругового обзора кроме приёмных устройств входит устройство подсветки зоны обнаружения изменения светового поля. Схема одного из вариантов оптической системы подсветки построена на основе применения отражающей поверхности параболоида, в фокальной плоскости которого расположен источник света. Параллельные пучки световых лучей, отражённые соответствующим сектором параболоида и системой из двух плоских зеркал, направляются на отражающую коническую поверхность вращения, формирующую световой пучок лучей в пределах требуемого угла подсветки.

Рассмотрена оптическая система, построенная на основе применения цилиндрической отражающей поверхности. Такое построение системы позволяет в несколько раз увеличить площадь входного зрачка.

СИНТЕЗ КОМПЬЮТЕРНОЙ МОДЕЛИ ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННОЙ СИСТЕМЫ КОНТРОЛЯ ПОЛОЖЕНИЯ КОНТРРЕФЛЕКТОРА РАДИОТЕЛЕСКОПА

Толочёк Н.С.

Национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

В данной работе рассматривается компьютерная модель оптико-электронного прибора, предназначенного для определения пространственных координат объекта, работающего по методу «обратной угловой засечки».

Существующие на сегодняшний день приборы для определения пространственных координат объекта: лидары, тахеометры, лазерные трекеры обеспечивают достаточную точность измерения, однако, из-за наличия сканирующей системы в своем составе данные измерительные системы имеют высокую стоимость, кроме того, они нуждаются в обеспечении специальных условий для своей работы. Поэтому предложена разработка новой оптико-электронной системы для непрерывного наблюдения за положением вторичного зеркала радиотелескопа. Компьютерное моделирование такой системы позволяет выявить влияние случайных и систематических погрешностей на работу системы.

Система, работающая по методу «обратной угловой засечки» состоит из, как минимум, трех активных визирных целей на объекте контроля, приемного канала, состоящего из объектива и матричного анализатора, приемного блока, включающего устройство сопряжения и электронно-вычислительную машину, которая вычисляет линейные и угловые перемещения объекта. Объектив, который имеет достаточное поле зрения для получения изображения от визирных целей, строит их изображение на матричном анализаторе. Видеосигнал, пройдя через устройство сопряжения, попадает в процессор ЭВМ, где производится обработка видеокадра и вычисление координат объекта по специальным алгоритмам. Для уменьшения воздействия наиболее влияющей погрешности измерения такой системы, погрешности измерения в плоскости матричного приемника излучения из-за наличия шумов на матрице, предлагается в приемном канале использовать объектив с фокусным расстоянием 400 мм и анализатор в виде трех фотоприемных матриц. Компьютерное моделирование такой системы подтверждает, что при такой структуре приемного канала удается снизить влияние случайной погрешности в 3 раза.

В результате, благодаря созданию специальной компьютерной модели, доказана возможность реализации такой системы как датчика выработки команд для автоматизированной коррекции положения контррефлектора.

ИССЛЕДОВАНИЕ ОПТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ МАЛОГАБАРИТНОГО ОБЪЕКТИВА С АСФЕРИЧЕСКИМИ ПОВЕРХНОСТЯМИ ИЗ ПОЛИМЕРНЫХ МАТЕРИАЛОВ

Бондарь И.И, Романова Г.Э.

Национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

В работе рассмотрены коррекционные возможности трехкомпонентной компактной оптической системы из полимерных материалов с несферическими поверхностями при различном расположении асферических поверхностей в системе и различной форме уравнения поверхности.

Объективы из полимерных материалов в настоящее время находят все большее применение в мобильных устройствах. Особенностью оптических схем таких систем являются небольшие габариты и ограничение на вес оптической системы, вследствие чего такая оптика должна содержать минимально возможное число линз и использовать полимерные оптические материалы. Работа посвящена расчету и исследованию трехкомпонентной компактной оптической системы из полимерных материалов и поиску оптимального положения асферических поверхностей в оптической системе такого типа, позволяющего минимизировать число несферических поверхностей в системе.

Для выбора исходной системы для дальнейшего расчета можно воспользоваться различными подходами: использовать базы данных, расчет на основании теории аберраций третьего порядка или метод композиции [1, 2]. В любом случае для коррекции качества изображения необходим этап автоматизированного расчета, результаты которого зависят не только от выбора стартовой точки, но и от выбора параметров оптимизации, например, числа и типа асферических поверхностей в системе.

Исследования проводились путём добавления асферических поверхностей различных порядков последовательно на каждой поверхности, а также сочетании поверхностей, и последующей оптимизации системы с использованием программного комплекса ZEMAX. Параметры оптимизации и функция качества (в том числе ограничения на конструктивные параметры) оставались неизменными для каждого варианта.

При расчетах использовались два типа уравнений:

1. $$z = \frac{c\rho^2}{1+\sqrt{1-(1+k)c^2\rho^2}} + \alpha_1\rho^2 + \alpha_2\rho^4 + \alpha_3\rho^6,$$

где ρ – радиальная координата, c – кривизна при вершине, $c = 1/r$, r – радиус кривизны, k – коническая константа ($k = -e^2$, e – эксцентриситет) , α_i – коэффициенты асферик.

2. $$z = \frac{c\rho^2}{1+\sqrt{1-(1+k)c^2\rho^2}} + \beta_1\rho^1 + \beta_2\rho^2 + \beta_3\rho^3,$$

то есть нечетная асферика, в уравнении которой содержатся как четные, так и нечетные степени радиальных координат. Здесь β_i – коэффициенты асферик.

Рассматривались варианты как с одной асферической поверхностью, так и с двумя. Всего было рассчитано свыше ста пятидесяти вариантов. Все системы имеют одинаковые относительные отверстия, длину, фокусное расстояние и угловое поле. Для

сравнительного анализа рассчитанных вариантов использовался коэффициент передачи контраста (КПК) для частоты 150 л/мм (K_{150}) для осевой точки, края поля и зоны поля.

Лучшие результаты из рассчитанных вариантов обеспечивает система, в которой первая и третья поверхность описывается уравнением четной асферики второго порядка. Полученные результаты могут использоваться в качестве рекомендации для выбора как типа уравнения асферики, так и расположения несферических поверхностей в системах такого типа.

1. Слюсарев Г.Г. *Расчет оптических систем.* Л.: Машиностроение (Ленингр. отд-е), 1975. С.323.

2. Грамматин А.П. *Методы синтеза оптических систем. Учебное пособие*. СПб., СПб ГИТМО (ТУ), 2002

РАЗРАБОТКА И ИССЛЕДОВАНИЕ ОПТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ ПРОЕКЦИОННОГО ОБЪЕКТИВА С ПЕРЕМЕННЫМ УВЕЛИЧЕНИЕМ

Романова Г.Э., Семкова О.В.

Национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

В работе рассмотрены габаритные соотношения двухкомпонентного проекционного объектива с переменным увеличением. Представлены примеры рассчитанных оптических систем, обеспечивающие разрешение в пространстве предметов, достаточное для применения их как для учебных, так и для научно-исследовательских работ.

При необходимости фиксации изображения и дальнейшего его анализа при научных и других исследованиях применяют цифровые насадки на микроскопы, позволяющие наблюдать за изображением, полученным под микроскопом, на экране компьютерного монитора, в частности, видеоокуляры. Микроскоп с цифровым выходом, оснащенный видеоокуляром, предоставляет массу возможностей, однако это скорее лабораторный прибор: они имеет сравнительно большую массу и габариты и достаточно сложную оптическую схему. Поэтому для целей, не требующих повышенного разрешения, в настоящее время применяют так называемые цифровые микроскопы, не имеющие визуального канала[1 - 3]. Фактически портативный цифровой микроскоп представляет проекционный (репродукционный) объектив, заключенный в единый корпус с приемником изображения и осветительной системой.

Настоящая работа посвящена анализу и разработке оптической схемы проекционного объектива, который может быть использован в качестве «цифрового микроскопа».

Одна из возможностей построения оптической схемы объектива переменного увеличения – двухкомпонентная система, смещаемая как целое для перемены увеличения. Еще одна возможность – использовать схему, где первый компонент выполнен в виде апланатического мениска[4], а перемена увеличения осуществляется за счет смещения второго компонента, в качестве которого может быть использована система из двух склеенных или несклеенных линз.

В работе получены выражения для обоих типов объективов, а также выполнен анализ сочетаний параметров компонентов для дальнейшего расчета. При определенном сочетании параметров компонентов и линейного увеличения системы можно схему, в

которой при движении компонентов нет необходимости смещать также и плоскость приемника или ее смещение подчиняется линейному закону.

В работе также представлены варианты расчета конкретных схем, построенных двумя способами. Полученные системы имеют разрешение 4-6 мкм в пространстве предметов и относительно простые схемы.

1. Разработки ЛОМО. Главная / Инновационная продукция / Микроскопия / Эксперт [Электронный ресурс] – Режим доступа к файлу: http://lomo-tech.ru/?a=4&b=1&c=4

2. Usbmicroscope. Ручные микроскопы/Микроскопы [Электронный ресурс] – Режим доступа к файлу: http://usbmicroscope.ru/shop/CID_18.html

3. Dino-microscope. Ручные микроскопы. [Электронный ресурс] – Режим доступа к файлу: http://www.dino-microscop.ru/shop/ruchnye_mikroskopy/

4. Грамматин А.П. *Методы синтеза оптических систем. Учебное пособие*. СПб., СПб ГИТМО (ТУ), 2002

АБЕРРАЦИОННЫЕ СВОЙСТВА АФОКАЛЬНОГО ЗЕРКАЛА С ВНУТРЕННЕЙ ОТРАЖАЮЩЕЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ

Макарова Е.В., Тимощук И.Н.

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

Для создания оптико-электронных устройств, применяемых в жёстких условиях функционирования, известна потребность в компактных оптических системах, обладающих высокой светосилой и формирующих изображение достаточно высокого качества. При современной технологии и технологическом оборудовании массовое изготовление оптических систем, содержащих детали с отражающей поверхностью несферической формы, весьма трудоёмко. Вполне очевидно, что при сферической форме отражающей поверхности для компенсации остаточных аберраций оптическая система в своём составе должна содержать коррекционные элементы. Одним из наиболее эффективных коррекционных элементов (компенсаторов) можно считать афокальное зеркало с внутренней отражающей поверхностью. Коррекционные свойства афокального зеркально-линзового компенсатора определяются его “прогибом”.

Принятое условие конфокальности компенсатора позволяет показать, что радиусы кривизны преломляющей и отражающей поверхностей компенсатора взаимосвязаны соотношением: $r_2 = \frac{n r_1}{n-1} - d$, где $d -$ толщина компенсатора. Приняв условие нормировки углов, образованных осевым виртуальным лучом с оптической осью компенсатора, при которой угол $\alpha_1 = -\alpha' = 1$, получена взаимосвязь внутренних углов α_2 и α_3, определяющих “прогиб” компенсатора. Исследована зависимость от углов “прогиба” компенсатора коэффициентов S_I, S_{II} и S_{III}, определяющих сферическую аберрацию, кому и астигматизм.

АБЕРРАЦИОННЫЕ СВОЙСТВА ТОНКОЙ ЛИНЗЫ И КОМПОЗИЦИЯ ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ НА ЕЁ ОСНОВЕ

Ежова В.В.

Национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

Показано, что знание аберрационных свойств тонкой линзы, выбранной в качестве базовой, позволяет грамотно дополнять ее требуемыми коррекционными элементами.

Исследования аберрационных свойств тонкой линзы в узких пучках лучей показали, что существуют две пары положений входного (выходного) зрачка при которых в изображении бесконечно удалённого предмета, образованном тонкой линзой, отсутствует аберрация первичного астигматизма. Исследования аберрационных свойств тонкой линзы в широких пучках лучей показали, что для предмета, расположенного на бесконечно большом расстоянии от линзы, в изображении будут присутствовать первичные сферическая аберрация и кома. Афокальный оптическая система (компенсатор), состоящая из двух тонких линз, расположенная в плоскости анастигматического зрачка, не внесёт астигматизма в изображение. Однако, используя “прогиб” линз системы в качестве коррекционного параметра, можно компенсировать остаточную сферическую аберрацию и кому. Компенсатор может быть расположен при двух положениях зрачка в параллельных пучках лучей и при двух положениях зрачка в сходящихся пучках лучей.

Заметим, что изображение, образованное любой оптической системой из четырёх названных вариантов, обладает остаточной кривизной поверхности. Для устранения этого недостатка тонкий компенсатор заменим афокальной системой галилеевского типа из двух тонких линз при конечном расстоянии между ними. Вполне очевидно, что если анастигматические зрачки всех трёх линз совместить, то в образованном ими изображении первичный астигматизм будет отсутствовать. Анализ характера изменения остаточного астигматизма при перемещении входного зрачка относительно линзы вдоль её оптической оси позволяет сделать вывод о принципиальной возможности взаимной компенсации астигматизма в процессе апланатической коррекции аберраций путём “прогиба” линз.

Полученная в результате изложенного построения система представляет собой вариант известной системы типа “триплет”. Из анализа расположения зрачков в системе следует, что последняя линза должна иметь прогиб, неблагоприятный для коррекции сферической аберрации. Увеличение светосилы любой оптической системы достигается, прежде всего, путём лучшей коррекции сферической аберрации и комы. Этим объясняется тот факт, что для решения этой задачи именно последняя линза заменяется склеенным компонентом, образуя систему, в отечественной практике известной под названием “Индустар”.

СИСТЕМА УПРАВЛЕНИЯ НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИМИ ОПЫТНО-КОНСТРУКТОРСКИМИ ТЕХНОЛОГИЧЕСКИМИ РАБОТАМИ С ПОСЛЕДУЮЩИМ СЕРИЙНЫМ ВЫПУСКОМ ПРОДУКЦИИ

Демин А.В., Малафеев П.В. *

Открытое акционерное общество "ЛОМО", Санкт-Петербург, Россия
*Национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

Целью данной работы является описание путей создания единой информационной системы управления функционированием научно-производственного предприятия. Основным видом деятельности является создание научно-технической продукции (НТП).

Предложена экономико-математическая модель анализа текущих и оптимальных значений параметров технико-экономических и технологических решений. Особенностью предложенной модели является её инвариантность к разноразмерным параметрам, что достигается соответствующей их нормировкой. Представлены алгоритмы выбора оптимальных решений в процессе создания НТП.

Формализация процессов представления результатов деятельности по выполнению научно-исследовательских опытно-конструкторских технологических работ путем внедрения автоматизированных систем управления и систем автоматизации производства дает возможность создания информационной системы, объединяющей и анализирующей основные технико-экономические показатели всех систем и электронных баз данных предприятия. Появляется возможность внедрения новых методов идентификации и управления рисками на основе критериев Байеса и Неймана-Пирсона. Представляемый доклад призван описать структуру модели объекта управления, формализацию закономерностей функционирования объекта для достижения заданных сроков, результатов, себестоимости. На основе этой модели определяются структура, алгоритмы и параметры системы управления, выбираются аппаратно-программные средства реализации системы.

СТЕНДОВЫЕ ДОКЛАДЫ

ОПТИМИЗАЦИЯ ВЗАИМНОГО РАСПОЛОЖЕНИЯ МОДУЛЕЙ ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННОЙ СИСТЕМЫ КОНТРОЛЯ СМЕЩЕНИЙ ТОЧЕК ПЛАНАРНЫХ КОНСТРУКЦИЙ.

Сычева Е.А.

Национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

Объектом исследования является рассмотрение вопросов по оптимизации выбора взаимного расположения модулей оптико-электронной системы контроля смещений (ОЭСКС) для планарных конструкций.

Строительство крупногабаритных сооружений и учащающиеся случаи их разрушения, вследствие влияния техногенных и природных факторов, делает проблему мониторинга конструкций актуальной задачей. Как правило, изменение состояния зданий сопровождается их деформацией, поэтому развитие получили системы мониторинга, основанные на измерении пространственного положения элементов конструкции.

Наиболее распространенной задачей при контроле пространственного положения элементов конструкций является контроль прогиба планарных (плоских) поверхностей - межэтажных перекрытий, крыш т.д.. Подобного рода контроль может осуществляться при помощи ОЭСКС и набора контролируемых меток (КМ), установленных непосредственно на узлах конструкции[1]. В качестве КМ можно использовать полупроводниковые излучающие диоды (ПИД), излучение от которых регистрируется матричным фотоприёмником ОЭС, сигнал с которого после соответствующей обработки в электронном вычислительном блоке позволяет получить координаты положения изображения контролируемой метки, и, соответственно, величину перемещения этой метки, а, следовательно, и деформацию соответствующего узла контролируемого объекта. После вычисления положения нескольких контролируемых меток, можно получить информацию о деформации объекта.

При такой реализации системы КМ ОЭСКС совмещаются с узловыми точкам конструкции, пространственное положение которых должно находиться в пределах допусков, обычно задаваемых относительно строительных или монтажных осей сооружения[2].

Целью исследования являются рекомендации по оптимизации взаимного размещения модулей ОЭСКС при рациональном использовании пространства и сокращении энергетических затрат системы.

Контроль формы поверхности часто осуществляется путем расположения контрольных меток на осевой линии. При этом возможно несколько вариантов расположения измерительного модуля ОЭСКП с матричным фотоприемным полем анализа пространственного положения меток: вертикальное смещение фотоприемного модуля, горизонтальное смещение и двухкоординатное смещение модуля.

Чтобы система эффективно работала, необходимо, чтобы отображения полей перемещений меток в плоскости анализа (рис. 1) для соседних меток не пересекались.

Значение координаты Y положения фотоприемного модуля, при котором отображения полей перемещений на матричном поле анализа для соседних меток не пересекаются, должно удовлетворять условию:

$$Y_{N,N-1} \geq \frac{\left[(h''_{N-1}+0.5d)Z_N - (h'_N+0.5d)Z_{N-1}\right]}{Z_N - Z_{N-1}}, \qquad (1)$$

где, h” – смещение реперной метки в отрицательном направлении, h’ – смещение первой

метки в положительном направлении N – номер метки; Z_N – расстояние до метки, d – размер метки.

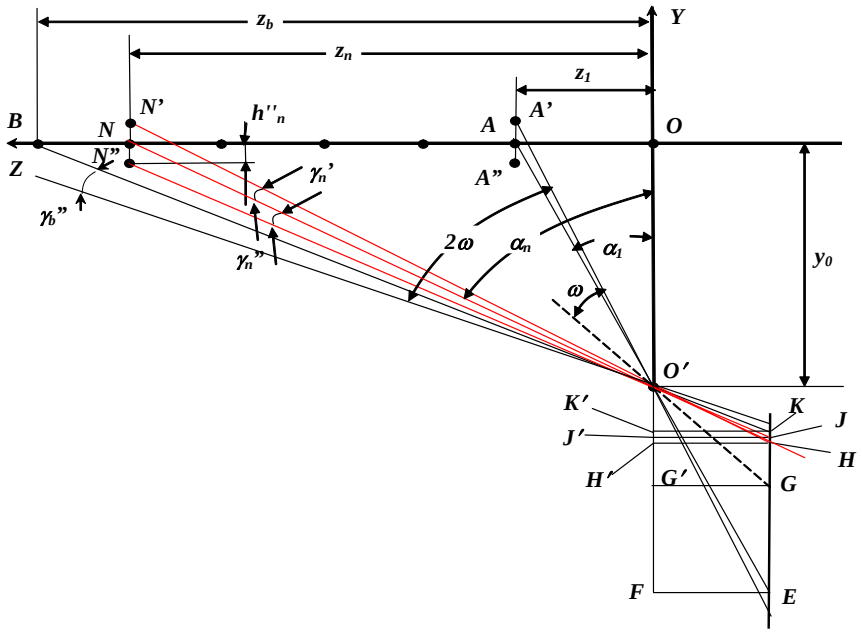


Рис. 1. Плоскость контроля положения контрольных меток при вертикальном смещении фотоприемного модуля

На основе разработанной в среде MathCAD модели, были получены данные о положении фотоприемного модуля при смещении в вертикальном и горизонтальном направлениях, а также получены зависимости размеров матрицы (линейного поля зрения) от дистанции контроля (расстояния от первой метки до последней). Полученные данные позволяют выработать рекомендации по оптимизации взаимного размещения модулей ОЭСКС.

1. Михеев С.В., Араканцев К.Г., Копылова Т.В. Оптико-электронные системы контроля конструкций крупных промышленных сооружений по положению их элементов // Научно-технический вестник СПбГУ ИТМО. - 2010. 4 (68). - с. 119

2. ГОСТ Р 53778-2010 Здания и сооружения. Правила обследования и мониторинга технического состояния.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРАМЕТРОВ СОЕДИНЕНИЯ ОПТИЧЕСКИХ ВОЛОКОН С ВВЕДЕННЫМ ПРЕЦИЗИОННЫМ ВОЗДУШНЫМ ЗАЗОРОМ В ЗАВИСИМОСТИ ОТ ОСЕВОГО РАССОГЛАСОВАНИЯ

Апанасик И.С., Гольцов А.С., Жуков А.Е., Калмыков С.С., Которов В.В., Сериков С.А., Синельников О.С., Чекалов А.С.

Поволжский государственный университет телекоммуникаций и информатики (ПГУТИ), Самара, Россия

В работе представлены результаты экспериментального исследования параметров соединения оптических волокон с введенным прецизионным воздушным зазором. Исследовались зависимости вносимых потерь и коэффициента отражения от осевого рассогласования при фиксированном заданном значении воздушного зазора.

В работе представлены результаты экспериментального исследования параметров стыка – вносимых потерь и коэффициента отражения – одно- и разнотипных оптических волокон (ОВ), выполненного с осевым смещением при заданном фиксированном значении воздушного зазора. Рассматривались следующие комбинации пар одномодовых (SM) и многомодовых (MM) ОВ: SM-SM, SM-MM и MM-MM, соответственно. Для этой цели были отобраны по две катушки SM ОВ Corning® SMF-28e™ и MM ОВ Corning® 50/125 категории OM2+/OM3, соответственно, длиной порядка 550 м каждая.

Для реализации соединения перечисленных пар ОВ с заданным зазором и осевым смещением было предложено использовать сварочный аппарат Ericsson FSU-975. Предварительно в служебной программе №0 «Сервисный режим»[1] была отключена подача дуги. Далее стык волокон с заданным осевым смещением осуществлялся по программе №8 «Аттенюатор»[1]. При этом параметр «desired attenuation» («требуемое ослабление») устанавливался равным 0 дБ, в то время как параметр «offset adjustment» («коррекция смещения») для каждого последующего соединения соответствующей тестируемой пары ОВ увеличивался на 0,5 мкм в интервале от 0 до 5 мкм. Таким образом, выполнялась автоматическая установка заданного осевого смещения между торцами соединяемых ОВ, в то время как прецизионный зазор выводился в ручном режиме по масштабной сетке. Диапазон значений последнего составил 5…100 мкм через 5 мкм (рис. 1). Это позволило получить прямые зависимости параметров стыков непосредственно от значения осевого смещения центров сердцевин соединяемых ОВ для заданного воздушного зазора.

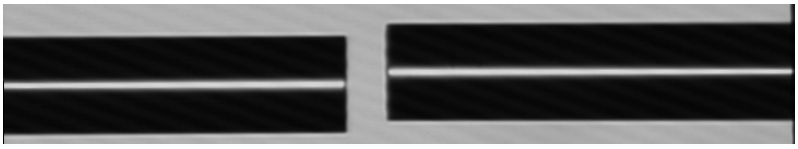
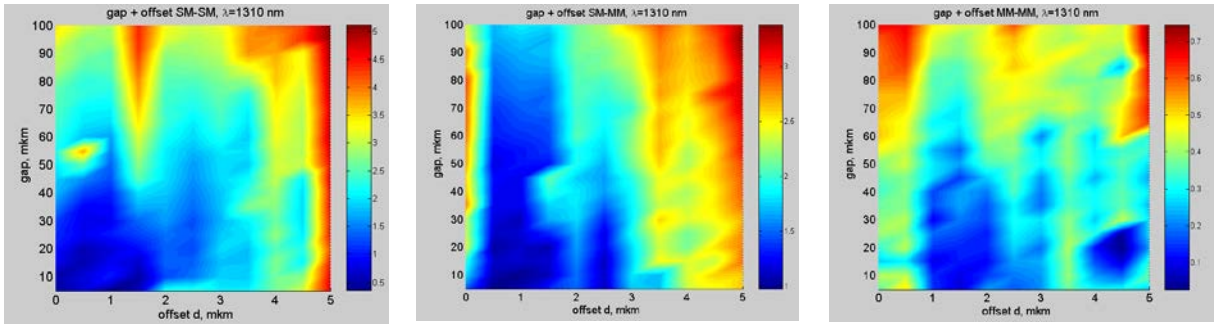


Рис.1. Пример скриншота с дисплея сварочного аппарата Ericsson FSU-975: результат соединения пары ОВ: зазор 55 мкм, осевое смещение 20 мкм.

На каждом этапе после выполнения соединения исследуемой пары ОВ при установленном заданном значении параметра «offset adjustment» и выведенном зазоре выполнялись измерения вносимых потерь и коэффициента отражения на стыке методом обратного рассеяния. Для этого с помощью оптического рефлектометра HP E6000A с одномодовым оптическим сменным блоком на длинах волн λ=1310 и 1550 нм снимались характеристики обратного рассеяния в направлениях «А→Б» и «Б→А», соответственно.

Всего было обработано свыше 2,5 тыс. рефлектограмм. Это позволило построить 3D-поверхности распределения значений вносимых потерь и коэффициента отражения в зависимости от величины зазора и осевого смещения, а также перейти непосредственно к диаграммам зависимости указанных параметров стыка от осевого смещения при фиксированном зазоре. В качестве примера, на рис. 2(а) … (в) приведены результаты обработки измерений вносимых потерь на стыках, выполненные на длине волны λ=1310 нм для соответствующих пар ОВ.



(а) (б) (в)

Рис. 2. 3D-поверхности распределения значений вносимых потерь на стыке ОВ в зависимости от величины зазора и осевого смещения: (а) SM-SM; (б) SM-MM; (в) MM-MM.

Анализ полученных результатов показывает, что наименьшая чувствительность, с точки зрения вносимых потерь, стыка SM-SM к осевому смещению достигается при введении воздушного зазора 10 мкм, в то время как для комбинации SM-MM это значение соответствует уже 5 мкм. Как и в предыдущем случае, наименьший разброс данного параметра соответствует паре MM-MM и не превышает 1 дБ во всем исследуемом диапазоне.

1. Ericsson FSU-975. Руководство пользователя. – Ericsson, 2000. – 76 с.

ИССЛЕДОВАНИЕ КОМПЬЮТЕРНОЙ МОДЕЛИ ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННОГО АВТОКОЛЛИМАТОРА С ТРИЭДРИЧЕСКИМ ОТРАЖАТЕЛЕМ

Павлова Е.И.

Национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

В представленной работе рассматривается компьютерная модель оптико-электронного автоколлиматора с специальным триэдрическим отражателем, предназначенного для измерения угла наклона объекта.

Существующие в настоящее время оптико-электронные автоколлиматоры обеспечивают достаточную точность измерений, но не обладают требуемой рабочей дистанцией. Кроме того, измерения проводятся в двух плоскостях, что снижает точность измерений. Поэтому предложена разработка новой оптико-электронной системы автоколлимационного типа, контрольным элементом которой служит специальный триэдрический отражатель. При использовании такого отражателя автоколлимационные измерения реализуются на значительные расстояния без существенного виньетирования, что позволяет увеличить диапазон измерений.

Стандартный алгоритм автоколлимационных измерений математически сводится к решению системы нелинейных уравнений, что требует включения в состав автоколлиматора микропроцессора. При малых величинах измеряемых коллимационных углов возможно применение упрощенных алгоритмов.

$$\Theta_1 = \frac{B_x - B_y}{2};$$

$$\Theta_2 = \frac{B_x + B_y}{2},$$

где Θ_1 и Θ_2 - углы поворота относительно координатных осей *OX* и *OY* соответственно; B_x и B_y – составляющие орта *B* пучка, отраженного от зеркального триэдра как контрольного элемента автоколлиматора.

Компьютерная модель такой системы, использующей упрощенный алгоритм, позволяет определить величину абсолютных значений методической погрешности, возникающей вследствие приближений для величин измеряемых углов. Таким образом, можно сделать вывод, что при небольшой величине погрешностей следует использовать данный алгоритм, если же погрешность слишком велика, то в схему автоколлиматора следует включать микропроцессор и идти путем решения системы нелинейных уравнений.

В итоге, применив специально созданную компьютерную модель, показана возможность реализации новой автоколлимационной системы, контрольным элементом которой является триэдрический отражатель.

1. Крайлюк А.Д., Панков Э.Д., Коняхин И.А. Контрольные элементы для автоколлимационных измерений // Известия ВУЗов "Приборостроение".—2004, т.47, N.2.

2. Коняхин И. А. Панков Э. Д. Анализ и экспериментальное исследование погрешностей трёхкоординатного автоколлиматора//Оптико-меха-ническая промышленность, 1981, № 10, с. 40-42.

3. Якушенков Ю.Г. Проектирование оптико-электронных приборов: Учебник. Изд. 2-е, перераб и доп./ Центр «Интеграция», 2000.

СТОХАСТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ДОПУСКОВ ДЛЯ НАСЫПНОЙ СБОРКИ ОБЪЕКТИВОВ В MATHCAD

Абрамов Д. А., Смирнов А. П.

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

Построена математическая модель в среде MathCad, с помощью которой мы имеем возможность проанализировать и выбрать наиболее оптимальный вариант насыпной конструкции объективов.

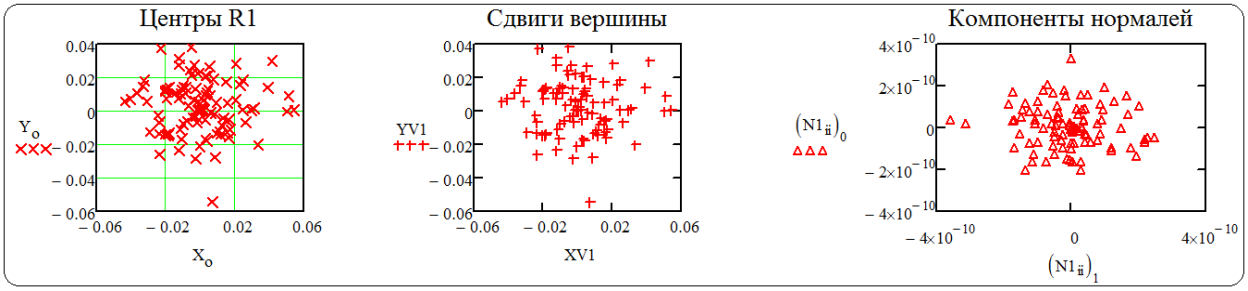
Существуют различные способы сборки конструкций линзовых систем, их подразделяют на: насыпные, насыпные в оправах, резьбовые, комбинированные и специальные. Акцентируем наше внимание на насыпной сборке объективов.

Остановимся на некоторых основных моментах математической модели и рассмотрим примеры.

Конструктор должен иметь ясную картину происходящего при насыпании линз в корпус, как они себя поведут, будет ли выполняться условии самоцентрировки и т.п. На одном из этапов мы определяем локализацию параметров примыкающей поверхности (Рис. 1.). В качестве примера был взят объектив ОВЭК-41, фирмы ОАО "ЛОМО".

Построенные раннее математические модели линзовых оптических устройств (подробное описание в работе [2]) позволяют решить нам ряд следующих задач (Рис. 3.):

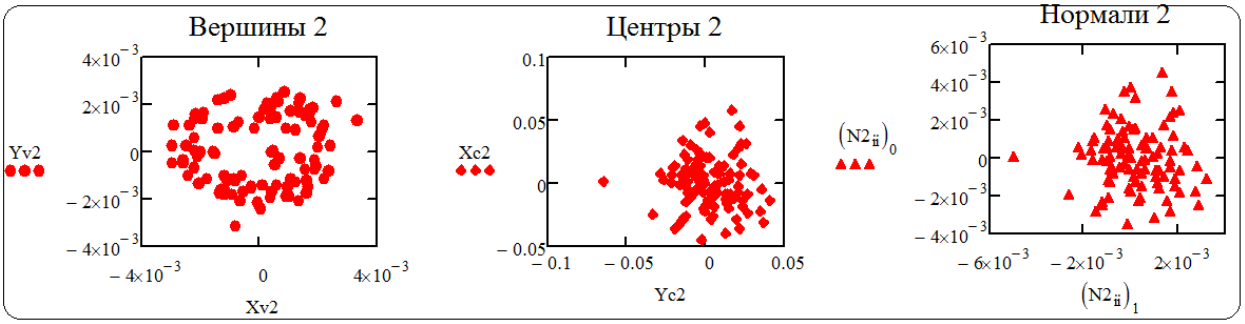
a. Провести классический расчёт и оптимизацию геометрических параметров;
b. Исследование критериев качества изображения;



а) б) в)

Рис. 1. Определение локализации параметров примыкающей поверхности: а) центры R1, б) сдвиги вершины, в) компоненты нормалей

А так же определение локализации центра задней поверхности.



а) б) в)

Рис. 2. Определение локализации центра задней поверхности: а) вершины 2, б) центры 2, в) нормали 2

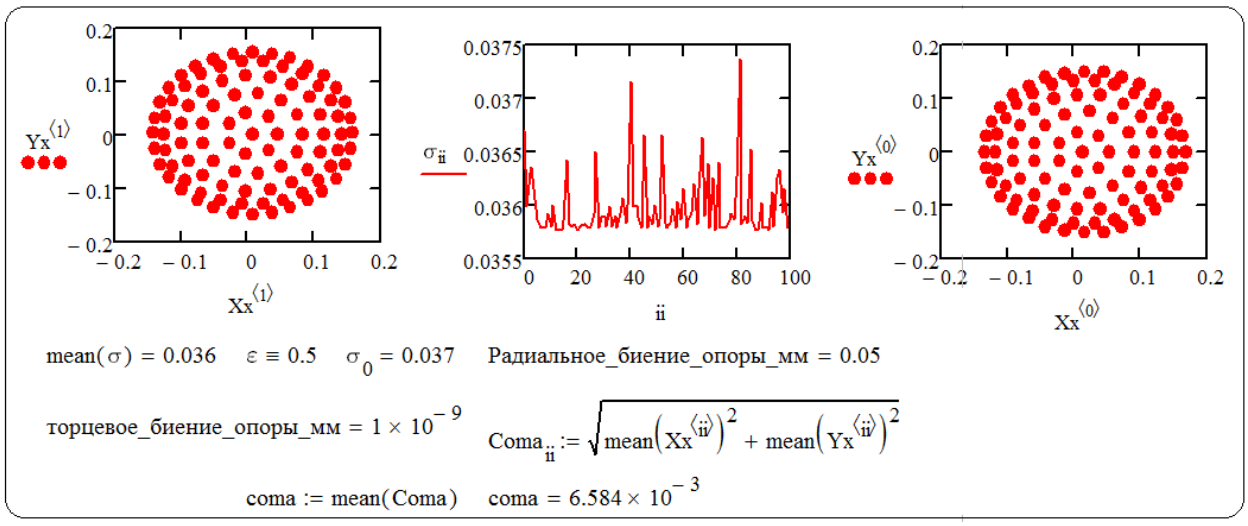
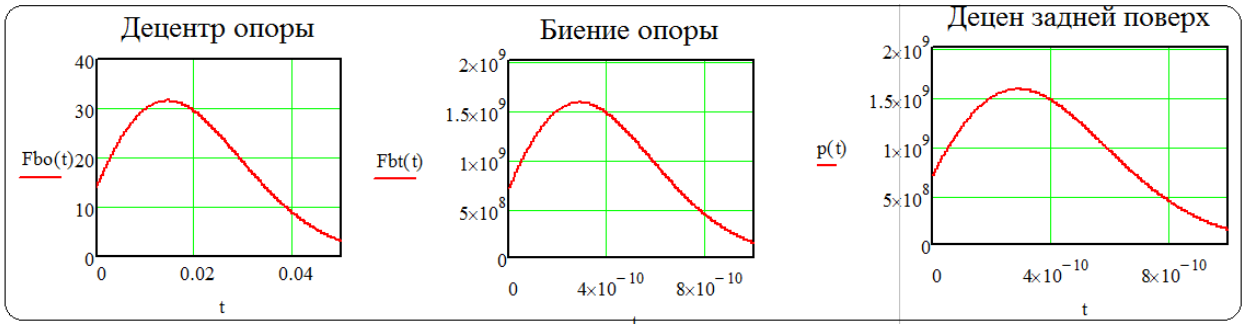


Рис. 3. Построение изображения

При конструировании линзовых систем мы сталкиваемся с первичными погрешностями. Некоторые из них:

a. Погрешность центрировки самих линз,
b. Зазор в посадке линзы в корпусе,
c. Наклон линзы из-за перекоса опорного торца корпуса, торцевое биение,
d. Несоосность посадочных рабочих поверхностей корпуса,

Будем полагать - стохастические характеристики подчиняются закону Рэлея (Рис. 4.) [1].



а) б) в)

Рис. 4. Плотность вероятности распределения: а) децентьрировки опоры, б) биения опоры, в) децентрировки задней поверхности

Полученные стохастические данные можно использовать непосредственно при сборке объективов насыпного типа. Данная программа делает работу конструктора более простой и быстрой.

1. Л.И. Крынин, Основы проектирования конструкций объективов, 2006.
2. А.П. Смирнов, Д.А. Абрамов, А.Ю. Пименов, Компьютерное моделирование оптических систем. Часть 1. Линзовые устройства. Практикум в среде MathCad, 2012.

АВТОМАТИЗАЦИЯ РАСЧЕТА СКЛЕЕНОГО КОМПОНЕНТА

Бондаренко Д.В., Иванова Т.В.

Национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

В докладе представляется алгоритм и программа расчета склеенного компонента, разработанные на основе методики Слюсарева. Разработанная программа вычисляет радиусы кривизны склеенного компонента и подбирает несколько подходящих пар стекол на основе заданных величин аберраций третьего порядка.

Двухлинзовые склеенные объективы широко применяются в оптических системах современных приборов. Их используют и в качестве одиночных компонентов, и в составе сложных оптических систем различного назначения: фото и кинообъективах, микрообъектах, окулярах, проекционных объективах и т.д. Это объясняется сочетанием простой технологичной конструкции таких объективов с их достаточно большими коррекционными возможностями - при соответствующем выборе оптических стекол можно исправить сферическую аберрацию, кому и хроматизм положения.

Расчет двухлинзового склеенного объектива состоит в определении радиусов кривизны и пары стекол системы двух бесконечно тонких склеенных линз, обладающей заданными значениями трех параметров,: P - сферическая аберрация третьего порядка, C – хроматизм третьего порядка, W – кома третьего порядка. Эти три величины, комбинированные различным образом, определяют все аберрации третьего порядка объектива, и все хроматические аберрации в гауссовой области.

Методика расчета двухлинзового склеенного объектива с использованием таблиц широко известна. Эту методику для случая объективов телескопических систем впервые разработал Г.Г. Слюсарев[1].

В данной работе расчеты проводятся по разработкам Трубко С.В.[2]. Таблицы 2 и 3 были переведены в электронный формат, и читаются из файла во время выполнения программы.

Входными данными для работы программы являются аберрации третьего порядка (P, W, C), фокусное расстояние и относительно отверстие.

Программа определяет несколько подходящих пар стекол, и вычисляет для каждой пары конструктивные параметры склеенного компонента. Затем полученные данные, а также и вычисленные на их основе аберрации третьего порядка, выводятся в таблицу, что позволяет сравнить вычисленные аберрации с исходно заданными и определить наилучший набор параметров. Выбранный набор конструктивных параметров может являться исходными данными для дальнейшего расчета в программах для автоматизированного расчета оптических систем.

1. Слюсарев Г.Г. *Расчет оптических систем.* Л.: Машиностроение (Ленингр. отд-е), 1975. С.323.

2. Трубко С.В. *Расчет двухлинзовых склеенных объективов*. Справочник./ -Л. Машиностроение , 1984. С.141.

РЕГИСТРАЦИЯ ЛОКАЛЬНЫХ И РАСПРЕДЕЛЕННЫХ МЕХАНИЧЕСКИХ ВОЗДЕЙСТВИЙ НА ОСНОВЕ АНАЛИЗА ИМПУЛЬСНОГО ОТКЛИКА МАЛОМОДОВОГО ОПТИЧЕСКОГО СИГНАЛА В КВАРЦЕВЫХ МНОГОМОДОВЫХ ОПТИЧЕСКИХ ВОЛОКНАХ

Федоров А.А., Тынкован В.О., Баранов К.В., Чивильгин А.Л.

Поволжский государственный университет телекоммуникаций и информатики (ПГУТИ), Самара, Россия

В работе представлены результаты экспериментальной апробации предложенного метода регистрации локальных и распределенных механических воздействий на основе анализа импульсного отклика маломодового оптического сигнала в кварцевых многомодовых оптических волокнах.

В настоящее время для ряда практических приложений возникает задача регистрации локальных и распределенных механических воздействий на поверхность контролируемого объекта – например, давления, нагрузки, деформации и пр. Известен целый ряд коммерческих волоконно-оптических датчиков[1,2], успешно решающих данную задачу с применением таких методов, как оптическая рефлектометрия, мониторинг спекл-структуры, интерферометрия, поляриметрия и др. В данной работе предлагается альтернативный подход, использующий в качестве чувствительного элемента кварцевые многомодовые оптические волокна (ММ ОВ). Здесь регистрация механического воздействия осуществляется путем анализа отклика маломодового оптического сигнала малой длительности, возбуждаемого в сенсоре − ММ ОВ − лазерным источником излучения, который формально заключается в сопоставлении «опорной» и «текущей» формы импульса, детектируемой на выходе тестируемого ММ ОВ. Предполагается, что благодаря механическим воздействиям, на ММ ОВ сенсора появятся новые микро- и макроизгибы, что неизбежно изменит процессы взаимодействия и смешения модовых компонентов сигнала. В свою очередь, это должно существенно повлиять на искаженную, за счет дифференциальной модовой задержки (ДМЗ), форму импульсного отклика

маломодового оптического сигнала, возбуждаемого в ММ ОВ сенсора лазерным источником оптического излучения.

Для апробации предложенного подхода была разработана экспериментальная установка, структурная схема которой приведена на рис. 1. Схема базируется на измерителе ДМЗ R2D2. Генератор импульсов 1 (ГИ) формирует сигналы, поступающие на вход одномодового лазерного диода (ЛД) Фабри-Перо (рабочая длина волны λ=1310 нм), которые затем преобразуются в оптические импульсы длительностью порядка 340 пс. Далее сигнал с выхода источника излучения через оптический разъем FC/PC 3, армирующий одномодовый пигтейл ЛД и подключенный с внутренней стороны к соответствующей оптической розетке FC 5, закрепленной на лицевой панели прибора, вводится в тестируемое ММ ОВ 6, оконцованное многомодовыми пигтейлами FC/PC 5 и 7. Соединение последних с ММ ОВ осуществляется с помощью сварочного аппарата. Оптический сигнал с выхода ОВ 6 через разъем 7, оптическую розетку 8 и коннектор 9, армирующий волокно фотоприемного устройства, поступает на вход фотодиода (ФД) 10, где преобразуется в электрический сигнал. Далее с сигнал выхода ФД после ряда необходимых преобразований в блоке управления математической обработки (БУМО) 11 подается в канал вертикального отклонения устройства отображения 12, вызывая соответствующие изменения характеристики по оси Y. Отклонение по горизонтальной оси X осуществляется под действием пилообразного напряжения развертки, которая запускается импульсами генератора 1. БУМО 11 обеспечивает согласованную работу ГИ 1 и устройства отображения 12, управление электронным переключателем 2, а также занесение в память реализация зависимостей мощности сигнала от времени и их усреднение. БУМО 12 осуществляет управление работой R2D2 по заданной программе, обработку данных, а также ряд сервисных функций.

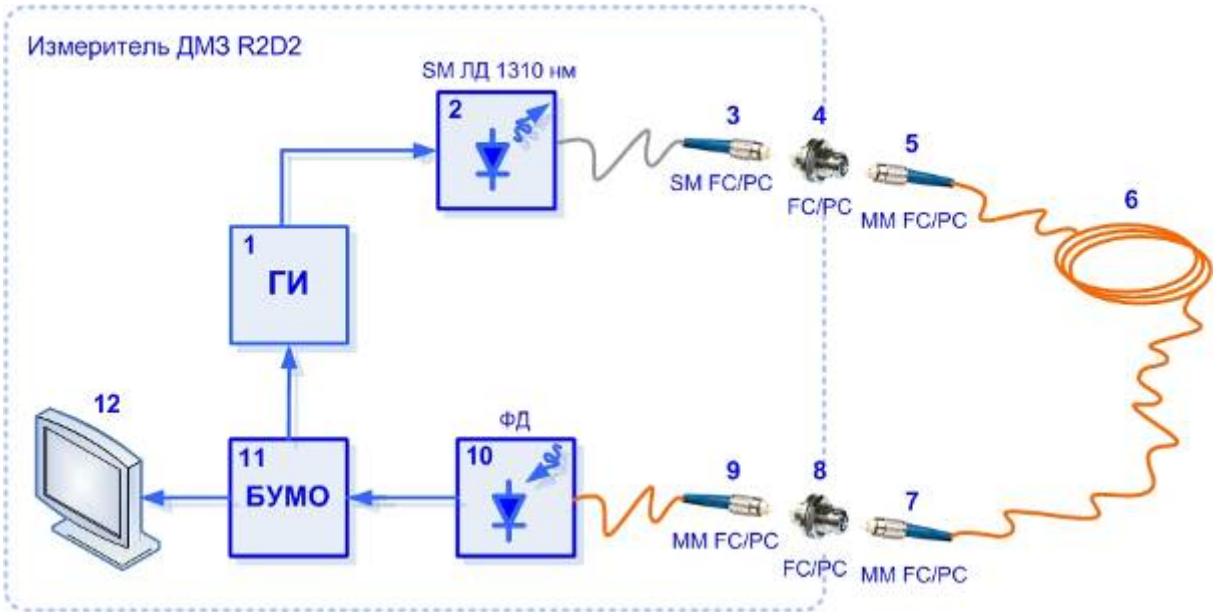
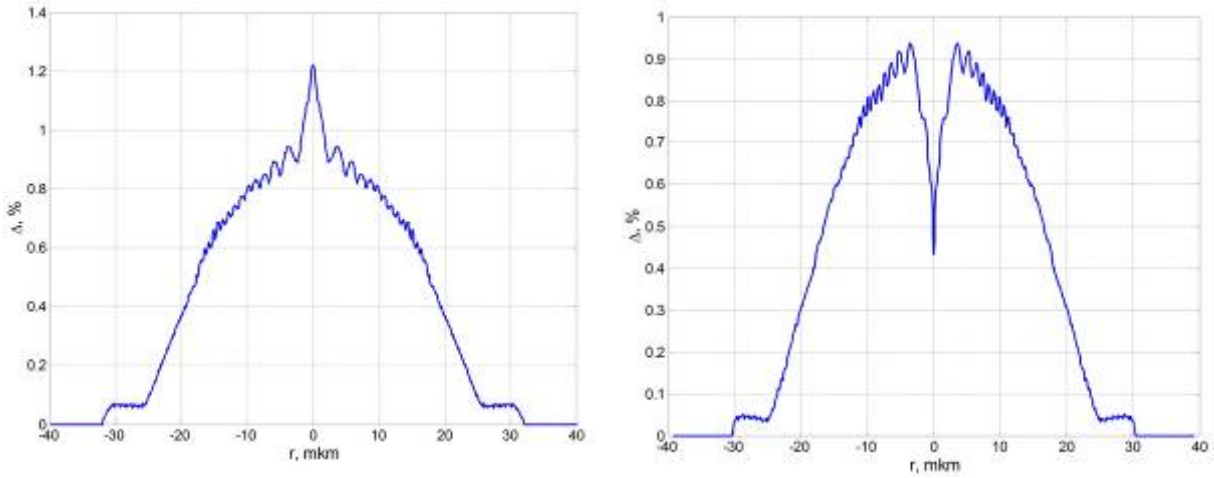


Рис. 1. Структурная схема экспериментальной установки регистрации локальных и распределенных механических воздействий

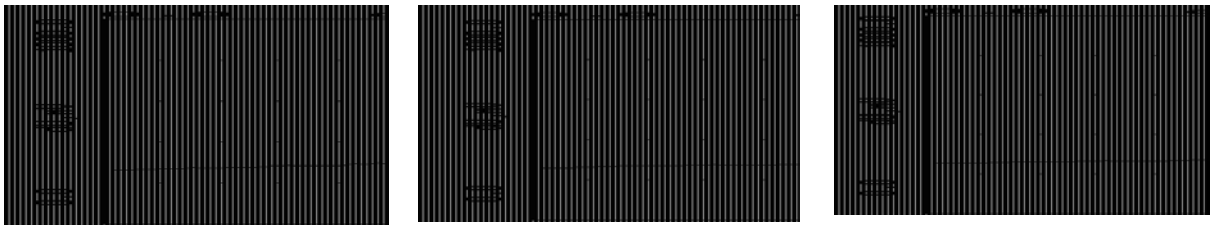


(а) (б)

Рис. 2. Градиентные профили показателя преломления промышленных образцов ММ ОВ категории ОМ2, обеспечивающие сильное проявление ДМЗ: (а) центральный дефект в виде пика; (б) центральный дефект в виде провала.

Таким образом, предварительно снимается опорная форма импульсного отклика маломодового оптического сигнала на выходе ММ ОВ, затем – после заданного воздействия на ОВ. Полученные формы текущего и опорного импульсных откликов сопоставляются, проводится их сравнительный анализ, на основании которого делается заключение о регистрации механического воздействия на ММ ОВ.

Очевидно, что для реализации предложенного подхода в качестве сенсора должны использоваться ММ ОВ с сильным проявлением эффекта ДМЗ. Для этой цели предварительно было выполнено сопоставление протоколов измерения ДМЗ промышленных образцов ММ ОВ 50/125 разных поколений[3] категории ОМ2 и ОМ2+ с результатами измерения профилей показателя преломления этих же образцов ОВ, выполненных с помощью анализатора волокон EXFO NR-9200[4]. В результате были отобраны по 2 бухты ММ ОВ первого поколения категории ОМ2 длиной порядка 400 м с габаритным центральном технологическим дефектом профиля в виде пика и провала (рис. 2(а) и (б)). При этом уже на стадии предварительных тестов было выявлено, что более чувствительными к внешним механическим воздействиям являются ММ ОВ с центральным провалов профиля (рис. 2(б)), в то время как для образцов волокон с габаритным пиком профиля в центре сердцевины форма импульсного отклика, искаженного за счет ДМЗ, остается практически неизменной.



(а) (б) (в)

Рис. 3. Опорная (а) и форма отклика маломодового при внешнем механическом воздействии: (б) давление на волоконный жгут, сгруппированный из ММ ОВ; (в) перекрещивание волокон соседних витков.

Далее были проведена серия тестов для разных вариантов формирования сенсора на базе ММ ОВ. Некоторые результаты представлены на рис.3: (а) опорная форма отклика, (б) давление на волоконный жгут, сгруппированный из ММ ОВ смежных витков, (в) перекрещивание смежных витков. Также тестировались: скрутка двух смежных ММ

ОВ без изгиба и с последующим изгибом, волоконная сетка с разным размером ячеек, разное количество изгибов смежных витков ММ ОВ на оправке заданного диаметра, поперечное воздействие на всю бухту в целом и др.

Анализ полученных данных наглядно продемонстрировал потенциальную возможность применения предложенного подхода для решения задачи регистрации внешних механических воздействий.

1. Б.С. Введенский, *Мир и безопасность*, №4-5 (2006).
2. А.В. Поляков, М.А. Ксенофонтов, В.С. Васильева, О.О. Гавриленко, *МНТК Прикладная оптика*, с. 257 – 261 (2010).
3. А.В. Бурдин, *Фотон-Экспресс*, №5-6(69-70), с. 20 – 22 (2008).
4. А.В. Бурдин, К.А. Яблочкин, *ИКТ*, №2, с. 22 – 27 (2010).
5. К.В. Баранов, В.О. Тынкован, А.А. Федоров, *МНТК «ПРЭФЖС»*, с. 54 – 56 (2013).

ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗМОЖНОСТИ ИЗМЕРЕНИЯ ДИСТАНЦИИ ДИФРАКЦИОННЫМ МЕТОДОМ

Иванов А.Н., Киреенков В.Е.

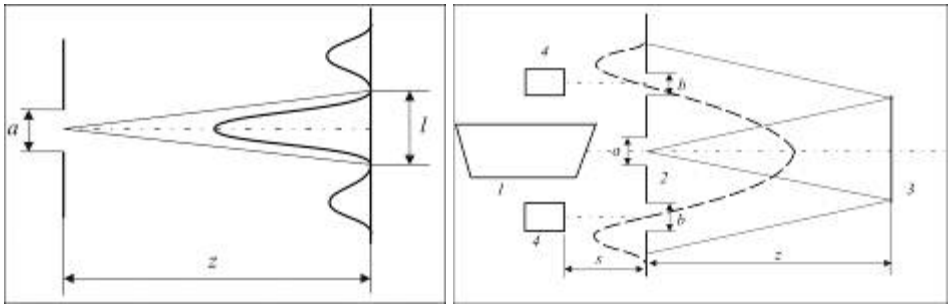
Национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

Рассмотрены методы дифракционного измерения расстояния, выявлены основные источники ошибок и предложена схема их устранения. Увеличение точности измерений достигается использованием линий инверсии фазы интерференционной картины. Проведенные исследования показывают, что возможно проводить измерения с относительной погрешностью 0,01% при измерении расстояний до 10м.

Сегодня требуются малогабаритные, бесконтактные и дешевые измерители с высокой точностью измерения для позиционирования деталей при их обработке и последующей сборке. Среди оптических датчиков расстояния можно выделить лазерные интерферометры, сенсоры с рассеянным отражением света, оптические датчики радарного типа и оптические датчики триангуляционного типа.

Каждый из них имеет свою область применения. Лазерные интерферометры имеют большой диапазон измерений и точность несколько нанометров, однако, эти приборы очень дорогие и сложные в эксплуатации. Датчики с рассеянным отражением и аналоговым выходом могут измерять расстояния в широких пределах, однако поскольку они работают с отраженным светом, то могут быть проблемы с измерением расстояний до окрашенных или отражающих объектов. Оптические датчики радарного типа, преимущественно лазерные, могут измерять большие расстояния, однако принцип их работы, основанный на измерении времени распространения света от датчика до объекта и обратно, позволяет измерять с ограниченным разрешением в 2...3 мм. Триангуляционные датчики имеют рабочий диапазон от долей микрон до нескольких десятков метров[1], но этот диапазон достаточно дискретен и зависит от базы датчика, как и его габариты.

Для абсолютного метода измерения расстояния до объекта в диапазоне до 10 м с относительной погрешностью не более 0,01%, в значительной степени подходят дифракционные методы контроля, которые требуется модифицировать таким образом, чтобы они стали пригодны для контроля дистанции.



а) б)

Рис. 1. Схемы дифракционных измерений: а) безлинзовый дифракционный дальномер, б) двухкаскадная схема измерения расстояния

Проследим основные источники погрешностей в дифракционных схемах. Измеряемое расстояние z можно выразить следующим образом:

$$z = \frac{l_{n_2 n_1} \cdot a}{(n_2 - n_1) \cdot \lambda}, \qquad (1)$$

где $l_{n_2 n_1}$ – расстояние между минимумами дифракционной картины порядка n_1 и n_2, a – ширина щели, λ – длина волны.

Основными источниками погрешности в данных схемах являются $\Delta a/a$ – погрешность определения ширины щели (возникает из-за несовершенства механизма, формы изготовления, толщины кромок) и $\Delta l/l$ – погрешность измерения параметров дифракционной картины.

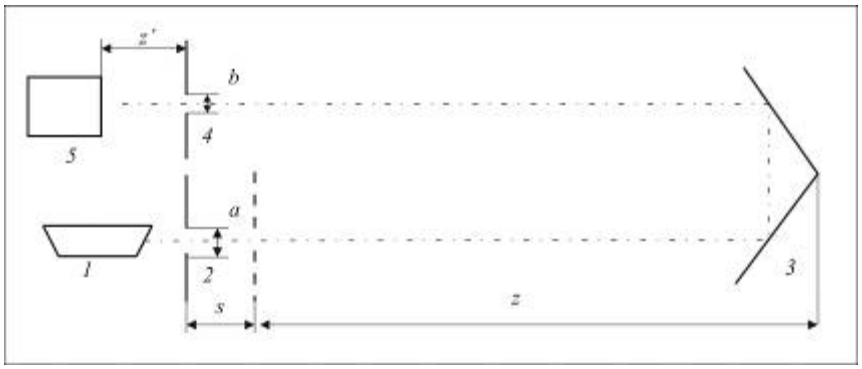


Рис. 2. Схема с двойной дифракцией и развернутой щелью: 1-лазер; 2-щель; 3-отражатель; 4-развернутая щель; 5-приемник

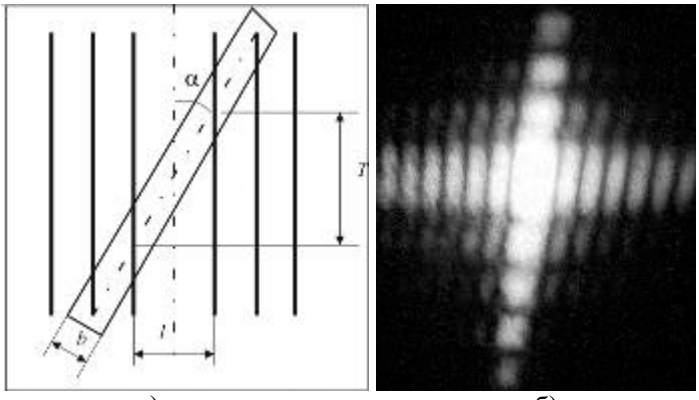
Предложена схема измерения расстояния, в основе которой лежит использование подвижной щели для устранения влияния самой щели, и использование линий инверсии фазы интерференционной картины[2] для уменьшения погрешности оценки параметров дифракционной картины.

Схема представлена на рис. 2 и работает следующим образом: излучение от лазера *1* проходит через первую щель *2*, идет на объект (уголковый отражатель) *3* и направляется щель *4* развернутую на угол α, пройдя через которую попадает на приемник.

Формирование анализируемых интерференционных полос пояснено на рис. 3а. При наложении щели на дифракционную картину в плоскостях, соответствующих пересечению центра щели с точками инверсии, на приемнике будут формироваться минимумы, и дифракционная картина получит сдвиг фазы на π. Это приводит к образованию поперечных полос. Период T которых можно посчитать по формуле:

$$T = l / tg(\alpha), \qquad (2)$$

где l – ширина главного максимума.



а) б)

Рис. 3. Схема формирования полос при пересечении наклонной щели и дифракционной картины (а) и экспериментально полученные полосы за щелью (б)

При перемещении щели 2 происходит изменение ширины главного максимума, т.о. из формул (1) и (2) имеем:

$$2z = \frac{T_1 \cdot s}{T_2 - T_1}, \qquad (3)$$

где T_1 – период поперечной полосы главного максимума в начальной позиции щели 2, T_2 – период поперечной полосы главного максимума после смещения щели 2 на расстояние s.

Видно, что измеряемое расстояние не зависит от ширины щели, а относительная ошибка оценки расстояния между точками экстремумама будет меньше, чем при обработке дифракционной картины. Определение периода поперечной полосы составляет $\Delta T/T$=0,01%, в то время как $\Delta l/l$=0,1%(при использовании первого порядка дифракции).

Результаты экспериментальной апробации собранного макета установки подтверждают работоспособность предлагаемого способа и достижимость технического результата. Получено хорошее качественное соответствие между численной моделью и результатом эксперимента.

1. О. Лысенко, *Электронные компоненты*, №11, с. 1-5, (2005).
2. В.Н. Назаров, А.Е. Линьков, *Оптический журнал*, №2, с. 76-81, (2002).

АВТОМАТИЗАЦИЯ ОЦЕНКИ ВЛИЯНИЯ ПАРАМЕТРОВ КРЕПЛЕНИЯ ЛИНЗЫ В ОПРАВЕ НА ПОЗИЦИОНИРОВАНИЕ ОПТИЧЕСКОЙ ДЕТАЛИ

Зленко А.Н., Толстоба Н.Д.

Национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

В работе представлена разработка программы, позволяющей автоматизировать расчет допусков на узел крепления линзы в оправе с автоматическим построением сопутствующей процессу анализа допусков документации.

Точность функционирования является одной из основных характеристик качества любого точного прибора, в том числе оптического. Обеспечение требуемой точности проектируемого прибора требует знания источников погрешностей работы ОП, умения определять их влияние на точность, навыков расчета точности прибора и его функциональных устройств. От того, насколько правильно будут решены вопросы выявления и учета погрешностей, назначения допусков, зависят показатели качества изображения, создаваемого оптической системой прибора, его технологичность и надежность.

Децентрировка линзы, закрепленной в оправу, обусловлена, в частности смещением линзы в зазоре посадки. При анализе самоцентрировки линзы в оправе необходимо рассчитывать зазор между линзой и оправой. Производится расчет методом подбора из таблицы парного посадочного допуска на диаметр (H9 или H8). Таблица пар допусков сделана опытным путем – сравнение допуска на линзу, определение максимального и минимального отклонения (зазора) и подбор того допуска на отверстия, который позволит линзе быть вставленной в оправу и иметь возможность поворота для устранения комы. Значение зазора дает возможность определить допуски на изготовление элементов крепления (например буртик или резьбовое кольцо).

Исследовано влияние зазора на точность крепления оптической детали, а также рассмотрены методы определения этого параметра. По итогам исследований разработан алгоритм автоматического анализа влияние зазора на позиционирование линзы. Разработанная по алгоритму программа анализирует рассматриваемый допуск и дает сведения о заданной оптической детали. Программа может быть использована как самостоятельно, так и в комплексе программ и применяться как для производственных, так и для научных целей.

1. В.С. Плотников, Д.И. Варфоломеев, В.Е. Пустовалов, Расчет и конструирование механических приборов. – М.: Машиностроение, (1983).

2. С.М.Латыев Конструирование точных (оптических) приборов. СПб.:.Политехника (2007).

ИССЛЕДОВАНИЕ ПОГРЕШНОСТЕЙ ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННОЙ СИСТЕМЫ КОНТРОЛЯ СООСНОСТИ ПОЛОЖЕНИЯ ЭЛЕМЕНТОВ ТУРБОАГРЕГАТОВ С ДУПЛЕКСНЫМ ОТРАЖАТЕЛЕМ

М.А. Клещенок.

Научный руководитель – к.т.н., доцент А.Н. Тимофеев

Санкт-Петербургский Национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики.

Санкт-Петербург, Россия, тел.(812) 595-41-59, E-mail: oeps@grv.ifmo.ru

Объектом исследований поиск путей снижения погрешности оптико-электронной системы контроля соосности положения элементов турбоагрегатов с дуплексным отражателем (ОЭСКСПЭТ).

В настоящее время оптико-электронные приборы и системы играют все более важную роль при измерениях угловых и линейных смещений, позиционировании и управлении движением рабочими органами в промышленных системах управления технологическими процессами. Требуемое повышение качества (точность, диапазон измерения, уровень надежности) может быть также обеспечено применением новых алгоритмов при цифровой обработке информации, что обуславливает актуальность исследования и разработки соответствующих многофункциональных, в смысле широты применения, измерительных преобразователей, приборов и комплексов.

Для исследования методических погрешностей на работу оптико-электронной системы контроля соосности с дуплексным отражателем, был выведен закон функционирования:

$$x = \frac{2 \cdot B}{(x_{1МФП} - x_{2МФП}) \cdot \sqrt{1 + M_{yx}^2 \cdot \left(\frac{y_{1МФП} - y_{2МФП}}{x_{1МФП} - x_{2МФП}} \right)^2}}$$

$$y = \frac{2 \cdot B}{(y_{1МФП} - y_{2МФП}) \cdot \sqrt{1 + \frac{1}{M_{yx}^2} \cdot \left(\frac{x_{1МФП} - x_{2МФП}}{y_{1МФП} - y_{2МФП}} \right)^2}},$$

где $M_{yx} = p_y / p_x$ – коэффициент линейного искажения. В – база контрольного элемента, а значения $x_{1\,МФП}$, $y_{1\,МФП}$, $x_{2\,МФП}$, $y_{2\,МФП}$ – координаты, определяющиеся в результате измерений.

Характер проявления и причины возникновения погрешностей ОЭСКСПЭТ весьма разнообразны, поэтому в установившейся в настоящее время терминологии существуют различные принципы классификации погрешностей [1-4]

1) Искривление ВЛ.
2) Погрешности базирования отражателя.
3) Погрешности метода определения координат ПИД.
4) Погрешности, связанные с эффектом смаза.
5) Погрешности влияния среды

1. В.В. Коротаев, А.В. Краснящих. Видеоинформационные измерительные системы / Учебное пособие. – СПб: НИУ ИТМО, 2012. –124 стр.

2. Анисимов А.Г., Горбачёв А.А., Краснящих А. В., Пантюшин А. В. Оптико-электронная система контроля соосности элементов турбоагрегатов // Изв. вузов. Приборостроение. 2008. Т.51, №9. С. 22 – 26.

3. [Электронный ресурс]. – http://oeps.ifmo.ru/lab/sks

4. Жуков Д.В., Коняхин И.А., Усик А.А. Аналитический обзор способов определения координат изображений точечных источников // НТВ. 2007. №43. С. 212-216.

КОМПАКТНЫЙ ВИБРОСТЕНД ДЛЯ ТЕСТИРОВАНИЯ ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИХ КОМПОНЕНТОВ

Которов В.В.

Поволжский государственный университет телекоммуникаций и информатики (ПГУТИ), Самара, Россия

Разработан малогабаритный компактный вибростенд для испытания волоконно-оптических компонентов. Представлены некоторые результаты апробации тестирования волоконно-оптических разъемных соединений.

На сегодняшний день для целого ряда практических приложений возникает задача изгтовления отдельных волоконно-оптических компонентов, устойчивых к вибрационным воздействиям. Очевидно, что технические решения, опытные образцы, разрабатываемые в этом направлении требуют проведения экспериментальной апробации, в первую очередь, в условиях вибрационных нагрузок. Последнее не представляется возможным без наличия вибростенда.

Хорошо известно, что коммерческие виброустановки, предназначенные для проведения сертификационных испытаний, характеризуются высокой стоимостью и достаточно громоздкой конструкцией. Поэтому отдельный интерес представляет разработка малогабаритного компактного вибростенда, который обеспечил бы возможность проведения оперативной апробации предложенной конструкции волоконно-оптического компонента в масштабах университетской лаборатории.

Структурная схема установки представлена на рис. 1. Вибростенд предлагается реализовать на базе электродвигателя. Скорость вращения последнего задается через

схему питания, управляемой ПЭВМ через контроллер. Испытуемый образец фиксируется на платформе, которой сообщаются вибрации от эксцентричной нагрузки, вращаемой электродвигателем. Рядом с испытуемым образцом устанавливается акселерометр, создающий цепь обратной связи для корректировки нагрузки в соответствии с требованием эксперимента.

Рис. 1. Структурная схема вибростенда.

В общем случае, в зависимости от типа и характеристик двигателя, вибростенд рассчитан на воспроизведении частот от 20 до 100…250 Гц. Предполагается, что данная схема позволяет проводить испытания в диапазоне значений среднеквадратического ускорения ±700 м/с^2. Следует также отметить, что при необходимости установка может быть модернизирована: проблема с поиском необходимой нагрузки частично решается выбором электродвигателя соответствующей мощности.

Схема управления питанием электродвигателя (скоростью вращения) реализована на основе реостата (рис. 2). В качестве вибратора задействован электродвигатель с нагрузкой со смещённым центром тяжести. Частотой оборотов для электродвигателя с коллектором управляет схема на тиристоре. За регулировку оборотов отвечает реостат R1. Частота вращения эксцентрика измеряется бесконтактным тахометром с маркером.

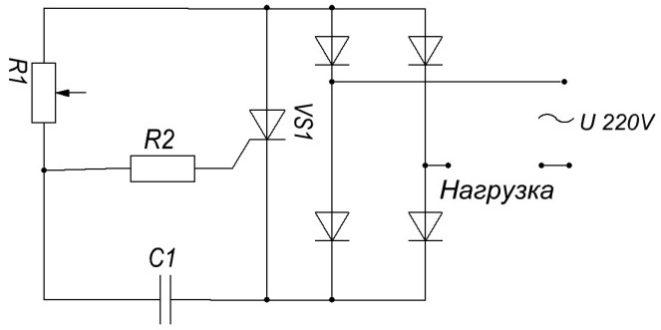


Рис. 2. Схема управления питанием (скоростью вращения электродвигателя), реализованная на основе реостата.

Вместе с тем остается открытым вопрос определения ускорения испытуемого образца. Очевидно, для этой цели потребуется применение прецизионного акселерометра. В свою очередь, амплитуду колебаний предполагается оценивать путем регистрации объекта с помощью высокоскоростной видео/фото камеры. Также в дальнейшем планируется усовершенствовать схему питания с использованием гальванической развязки при помощи оптронной пары «диод-фототранзистор» для реализации последующей совместной работы с контроллером, который обеспечит плавную регулировку частоты колебаний.

Для экспериментальной апробации предлагаемого компактного вибростенда были проведены серии тестов волоконно-оптических разъемных соединителей. Некоторые результаты испытаний представлены в данной работе.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ Nd:YLF ДВУХЧАСТОТНОГО ЛАЗЕРА С ПРОДОЛЬНОЙ ДИОДНОЙ НАКАЧКОЙ ДЛЯ ГЕНЕРАЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ 1,64 ТГц

Ангелуц А.А., Безотосный В.В.*, Горбунков М.В.*, Евдокимов М.Г., Китаева Г.Х., Коромыслов А.Л.*, Кривонос М.С.*, Саркисов С.Ю., Тункин В.Г, Чешев Е.А.*, Шкуринов А.П.**

Московский Государственный Университет, Москва, Россия,
*Физический Институт Академии Наук, Москва, Россия,
**Сибирский Физико-Технический Институт, Томск, Россия

Описан метод генерации терагерцевого излучения в кристалле GaSe с помощью двухчастотного импульсного Nd:YLF лазера с продольной диодной накачкой. Получена импульсная мощность 0.7 мВт на частоте излучения 1.64 ТГц.

Интерес к схемам генерации излучения терагерцевого диапазона путем генерации разностной частоты Nd:YLF лазера в нелинейном кристалле обусловлен возможностью получать когерентное терагерцевое излучение, которое, безусловно, найдет применение в различных системах диагностики и технического зрения. Возможные схемы двухчастотных лазеров с диодной накачкой на основе ряда ванадатов (Nd:YVO_4, Nd:$GdVO_4$, Nd:$GdYVO_4$) рассмотрены в работе[1]. Двухчастотная генерация была получена нами в Nd:YLF лазере вблизи вырожденных конфигураций резонатора при неоднородной накачке[2]. Последний способ привлекает своей технической простотой в сочетании с высокой эффективностью.

В настоящей работе приведены результаты экспериментов по генерации разностной частоты излучения 1.64 ТГц в кристалле GaSe. В качестве источника бигармонической накачки использовался двухчастотный лазера на Nd:YLF (100) с продольной диодной накачкой и модуляцией добротности акустооптическим затвором. Лазер работал в импульсно-периодическом режиме с пиковой мощностью 8 кВт при частоте повторения до 7 кГц. Генерация на длинах волн 1,047 и 1,053 мкм осуществлялась за счёт выбора конфигурации резонатора. Механизм и условия реализации двухчастотной генерации в Nd:YLF лазере при неоднородной продольной диодной накачке исследовались нами в работах[3-4].

В эксперименте по генерации разностной частоты излучение бигармонического лазера модулировалось оптомеханическим прерывателем с частотой 12 Гц и фокусировалось линзой с фокусным расстоянием 150 мм на кристалл GaSe толщиной 5 мм.

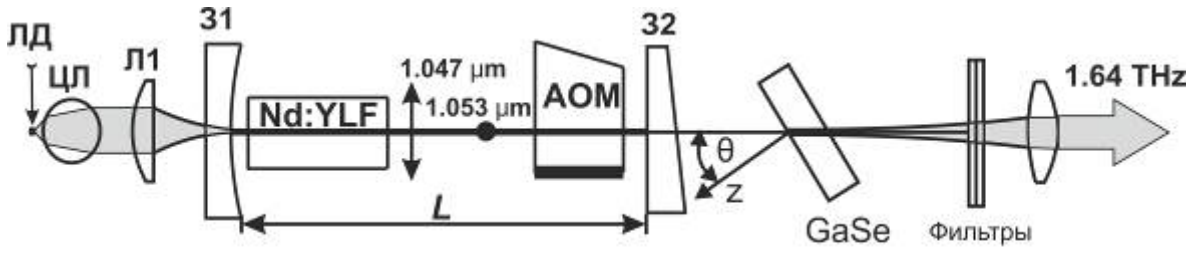
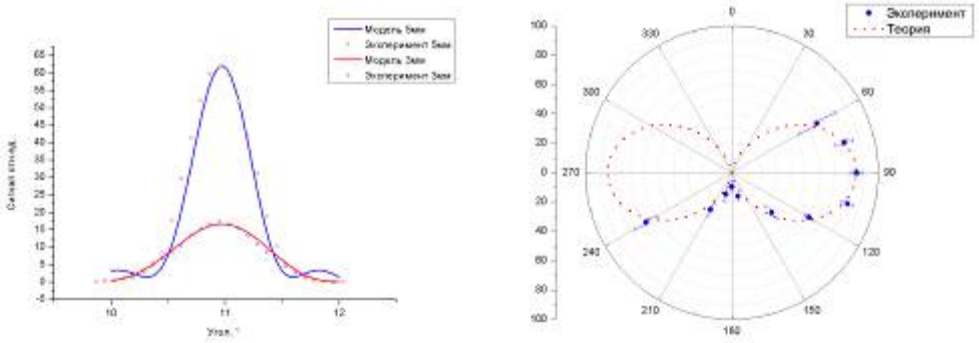


Рисунок 1: Схема эксперимента

Генерируемое ТГц излучение коллимировалось линзой из полимерного материала ТРХ с фокусным расстоянием 50 мм на фотодетекторы – Ячейку Голея или болометрический приемник, охлажденный до температуры гелия. Перед фотодетектором были установлены светофильтры (пластины из Si и полимера), которые пропускали

излучение терагерцевого диапазона и отсекали тепловое и ближнее ИК излучение. Сигнал ТГц излучения регистрировался в соотношении сигнал/шум не менее 10 для ячейки Голея.

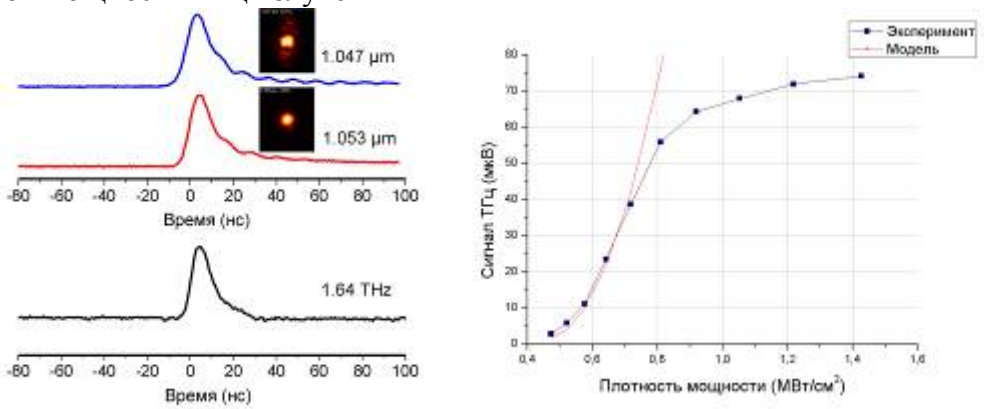
Были измерены угловой синхронизм GaSe (рис.2а) и степень поляризация (рис.2б) ТГц излучения, проведена оценка регистрируемой мощности и эффективности генерации разностной частоты.



а) б)

Рисунок 2: а) Угловой синхронизм б) Степень поляризации

Также были зафиксированы форма ТГц импульса и квадратичная зависимость выходной мощности ТГц излучения



а) б)

Рисунок 3: а) Форма импульсов б) Квадратичная зависимость мощности

Эксперименты по генерации разностной частоты 1.64 ТГц при бигармонической накачке кристалла GaSe показали, что данная схема генерации ТГц излучения имеет перспективы практического использования.

Была достигнута средняя мощность ТГц излучения 50нВт, импульсная мощность – 0.7 мВт, эффективность преобразования 0.9 10^{-7}.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (Гранты № 12-02-90025-Бел_а, 11-02-12102-офи-м-2012, 11-02-12128-офи-м-2012, 12-02-31796 мол_а), программы фундаментальных исследований отделения физики РАН «Фундаментальные проблемы фотоники и физики новых оптических материалов», программы фундаментальных исследований Президиума РАН № 21, Учебно-научного комплекса ФИАН. Госконтракт № 14.740.11.1368 от 14 октября 2011 г.

1. А.А. Сироткин, С.В. Гарнов, А.И. Загуменный, Ю.Д. Заварцев, С.А. Кутовой, В.И. Власов, И.А. Щербаков, Квантовая электроника, **39**, 802-806 (2009).

2. В.В. Безотосный, М.С. Кривонос, Ю.М. Попов, Е.А. Чешев, В.Г. Тункин, М.В. Горбунков, П.В. Кострюков, “Известия высших учебных заведений. Физика”, **54(2/2)**, 73-78 (2011).

3. В.В. Безотосный, М.В. Горбунков, П.В. Кострюков, М.С. Кривонос, Ю.М. Попов, В.Г. Тункин, Е.А. Чешев, “Краткие Сообщения по Физике», **10**, 43-51 (2011).

4. В.В. Безотосный, М.В. Горбунков, А. Л. Коромыслов, П.В. Кострюков, М.С. Кривонос, В.Г. Тункин, Е.А. Чешев «Сборник трудов V Всеросийская молодежная конференция», Москва, с. 53 (2011).

ОПТИЧЕСКИЕ МАТЕРИАЛЫ И ТЕХНОЛОГИИ

УСТНЫЕ ДОКЛАДЫ

ОСОБЕННОСТИ ПОЛУЧЕНИЯ СТЕКОЛ ДЛЯ СВЕТООТРАЖАЮЩЕЙ ОБОЛОЧКИ ОПТИЧЕСКОГО ВОЛОКНА

Дяденко М.В.

Учреждение образования «Белорусский государственный технологический университет», Минск, Республика Беларусь

Представлены результаты разработки составов оптических стекол для светоотражающей оболочки жесткого оптического волокна, устойчивых к кристаллизации и характеризующихся показателем преломления, не превышающим 1,49.

Оптическое волокно представляет собой систему, состоящую из световедущей жилы, светоотражающей и защитной оболочек.

Светоотражающая оболочка оптического волокна выполняет три основные функции: обеспечивает полное внутреннее отражение светового луча, распространяющегося по световедущей жиле, уменьшает потери световой энергии при отражениях от поверхности раздела световедущая жила–светоотражающая оболочка, и служит оптической изоляцией, предупреждающей возможность проникновения света из одного волокна в другое в пучке оптических волокон. Толщина светоотражающей оболочки в оптическом волокне определяется глубиной проникновения света из световедущей жилы. Оптимальное значение ее толщины, при котором наблюдается минимальное проникновение света через боковую поверхность оптического волокна, составляет 1,2–1,5 мкм [1]. Коэффициент светопропускания световода снижается с увеличением толщины оболочки. При этом его уменьшение при толщине светоотражающей оболочки выше 1,5 мкм вызвано коэффициентом заполнения сечения световода световедущими жилами.

В Республике Беларусь производство жесткого оптического волокна и изделий на его основе (волоконно-оптических пластин, элементов, фоконов, жгутов) осуществляется на ОАО «Завод «Оптик», г. Лида. В связи с повышением спроса на данную продукцию на отечественном и зарубежном рынке перед производителями стоит задача увеличения объема производства изделий волоконной оптики и повышения их качества.

В настоящее время на предприятии для изготовления светоотражающей оболочки используют стекло марки ВО-50, состав которого разработан в середине прошлого столетия, и в настоящее время его физико-химические характеристики не отвечают современным запросам. Стекло данного состава характеризуется низкими значениями температурного коэффициента линейного расширения (ТКЛР), что в случае использования стекол для световедущей жилы и защитной оболочки с величинами ТКЛР $77{,}5\cdot10^{-7}$ $К^{-1}$ и $77{,}1\cdot10^{-7}$ $К^{-1}$ соответственно не обеспечивает получение качественного оптического волокна и волоконно-оптических изделий на его основе за счет значительного градиента ТКЛР между стеклом световедущей жилы и светоотражающей оболочки, составляющего $(30–60)\cdot10^{-7}$ $К^{-1}$, способствующего возникновению трещин в последнем. Поэтому актуальной является разработка составов стекол для светоотражающей оболочки с требуемым комплексом физико-химических характеристик.

Стекла для светоотражающей оболочки характеризуются показателем преломления порядка 1,47–1,49 и широким выработочным интервалом. Добиться указанных характеристик представляется возможным при использовании SiO_2, количество которого

может составлять 70–80[1] % [2, 3]. В связи с этим синтез стекол указанного типа осуществляется в интервале температур свыше 1500 °С.

Система $R_2O–B_2O_3–SiO_2$ является основой для разработки стекол с низким показателем преломления, применяемых в производстве жесткого оптического волокна в качестве светоотражающей оболочки. Для синтеза стекол выбраны системы $K_2O–B_2O_3–SiO_2$ и $Na_2O–B_2O_3–SiO_2$ при следующем содержании оксидов, %: SiO_2 65–80; B_2O_3 15–30; K_2O 10–20; Na_2O 10–20.

Определена область составов стекол, характеризующихся устойчивостью стеклообразного состояния при шестичасовых изотермических выдержках в интервале температур 600–1100 °С, показателем преломления менее 1,49 и величиной ТКЛР, находящегося в пределах $(60–65)\cdot10^{-7}$ $К^{-1}$.

Установлено, что в ряду оксидов щелочных металлов калиевые стекла характеризуются минимальной склонностью к кристаллизации, которая в исследуемой системе определяется главным образом содержанием SiO_2 и B_2O_3. Стекла системы $Na_2O−B_2O_3− SiO_2$ проявляют склонность к кристаллизации в температурном интервале 800−1100 °С, что ограничивает возможность их использования в качестве стекол для оболочки жесткого оптического волокна.

Для обеспечения требуемой числовой апертуры оптического волокна A>1 показатель преломления стекла для светоотражающей оболочки не должен превышать 1,49, что обеспечивается при содержании R_2O в количестве 10 %.

Для получения оптического волокна с требуемой термомеханической прочностью необходимо, чтобы значение ТКЛР стекла светоотражающей оболочки составляло $(60–65)\cdot10^{-7}$ $К^{-1}$. Это связано с необходимостью создания напряжений сжатия в оптическом волокне, которые достигаются при существенной разности ТКЛР стекол световедущей жилы и светоотражающей оболочки. Для синтеза стекол с указанной величиной ТКЛР опытные стекла должны содержать, %: R_2O (где R_2O – $К_2О$, Na_2O) 15–20; B_2O_3 15–20, SiO_2 70–75.

По результатам полученных температурных зависимостей вязкости стекол исследуемой системы в интервале значений $10^9–10^4$ Па·с установлено, что показатели вязкости натрийсодержащих стекол при равнозначном содержании R_2O на 1–2 порядка ниже, чем калийсодержащих. При этом различие в данных показателях увеличивается по мере снижения температуры образца и перехода его от жидкого к пластическому состоянию. Выявлено сложное влияние состава стекол системы $K_2O–B_2O_3–SiO_2$ на характер их температурной зависимости вязкости. Установлено, что оксид бора проявляет более выраженное флюсующее действие при значениях вязкости выше точки Литтлтона ($lg\eta=6,6$), чем оксид калия, при этом характер температурной зависимости определяется соотношением K_2O/B_2O_3.

Для регулирования вязкостных характеристик калиевых стекол и повышения их устойчивости стеклообразного состояния в процессе длительных изотермических выдержек синтезирована серия стекол с частичной заменой оксида калия на Na_2O в количестве от 2 до 10 %. Определено, что необходимым условием повышения устойчивости стеклообразного состояния опытных стекол в процессе длительных изотермических выдержек является использование в их составе сочетания оксидов натрия и калия в соотношении от 1:5 до 1:2.

На последующих этапах работы базовый состав стекла системы $Na_2O–K_2O–B_2O_3–SiO_2$ модифицирован оксидами двух- и трехвалентных элементов с целью повышения устойчивости стекол к фазовому разделению, корректировки их вязкостных характеристик при обеспечении значения показателя преломления 1,47–1,49 и величины ТКЛР, составляющей $(60–65)\cdot10^{-7}$ $К^{-1}$.

[1] – здесь и далее по тексту приведено молярное содержание, %

Учитывая, что оптическое волокно имеет две оболочки, в том числе темную (интенсивно окрашенную), необходимо снизить или исключить диффузию ионов-красителей в светоотражающую оболочку и световедущую жилу. Это может быть достигнуто путем увеличения плотности упаковки структурных элементов стекла за счет введения модификаторов, которые заполняют структурные полости.

В качестве модификаторов использовались оксиды Al_2O_3, BaO, CaO и MgO. Ионы щелочных и щелочноземельных металлов, имея различные размеры ионных радиусов, распределяются по пустотам структурной сетки и уплотняют в целом структуру стекла.

Выбор оксида алюминия обоснован его влиянием на процессы фазового разделения. Как известно [4], введение Al_2O_3 в состав малощелочных боросиликатных стекол, с одной стороны, снижает развитие явлений фазового разделения, а с другой – приводит к изменению свойств стекол в связи с изменением координации как алюминия, так и бора при ином соотношении между ними. Использование оксида алюминия, введенного вместо SiO_2, сопровождается незначительным увеличением показателя преломления, что обусловлено более высокими значениями рефракции и поляризуемости для иона алюминия в сравнении с Si^{4+}. Наиболее оптимальным с позиций влияния оксида алюминия на показатель преломления и температурную зависимость вязкости является использование Al_2O_3 в количестве 2–4 %.

Определено, что замена K_2O на оксиды группы RO в количестве до 3–5 % вызывает развитие фазового разделения. Высокой устойчивостью к кристаллизации характеризуются стекла, содержащие добавки оксидов бария и магния.

Наибольший вклад в значение показателя преломления вносит BaO, а наименьший – MgO, что связано с различной электронной плотностью и поляризуемостью катионов вводимых оксидов. Введение BaO в состав опытных стекол необходимо ограничивать, так как увеличение показателя преломления оболочки приводит к снижению апертуры оптического волокна.

Исследовано влияние BaO и MgO на реологические свойства стекол системы K_2O–Na_2O–B_2O_3–SiO_2 и определено их оптимальное содержание, которое обеспечивает температурный интервал изменения вязкости стекол от 10^9 до 10^4 Па·с не менее 360 °С.

Таким образом, определена область составов стекол для светоотражающей оболочки оптического волокна, обеспечивающих согласование со стеклом световедущей жилы по показателю преломления, величине ТКЛР и вязкостным характеристикам. Разработанный состав стекла для светоотражающей оболочки прошел производственные испытания в условиях ОАО «Завод «Оптик». Стекло имеет следующие характеристики: показатель преломления составляет 1,4847±0,0005; величина ТКЛР – $(63{,}12\pm0{,}5)\cdot10^{-7}$ $К^{-1}$; температурный интервал изменения вязкости 10^9–10^4 Па·с – 380 °С.

1 Оптические волокна и волоконные элементы / под ред. К.И. Блоха. – М.: Химия, 1972. – 289 с.

2 Головин, Е.П. Химическая технология стеклянного волокна и волоконно-оптических элементов. – Владимир: ВПИ, 1993. – 91 с.

3 Волоконная оптика. Материалы, технология, применение. / Х.И. Гаприндашвили [и др.]; под общ. ред. С.В. Свечникова. – Тбилиси: Мецниереба. – 1984. – 140 с.

4 Роскова, Г.П. Влияние Al_2O_3 на свойства малощелочных боросиликатных стекол, Стекло: Тр. / Гос. ин-т ст., № 3 (136), С. 89–92, (1968).

ИССЛЕДОВАНИЕ ОПТИЧЕСКИХ КОНСТАНТ ПЛЕНКООБРАЗУЮЩИХ МАТЕРИАЛОВ НА ОСНОВЕ ФТОРИДОВ ДЛЯ СРЕДНЕЙ ИНФРАКРАСНОЙ ОБЛАСТИ

Котликов Е.Н., Новикова Ю.А.

Санкт-Петербургский государственный университет аэрокосмического приборостроения, Санкт-Петербург, Россия

Проводилось исследование оптических свойств пленок фторидов, перспективных для создания оптических покрытий и интерференционных фильтров для средней ИК области спектра. На их основе составляется достоверная база данных по оптическим константам в средней ИК области спектра.

Оптические свойства тонких пленок зависят от условий их получения и отличаются от известных справочных данных, приведенных для монокристаллов или массивных образцов. Очевидно, что для успешного изготовления оптических покрытий необходимо составление базы данных по используемым пленкообразующим материалам. Наряду с изучением свойств оптических тонкопленочных систем, большие усилия затрачиваются на поиски новых материалов для их реализации. Возможность варьировать не только толщину слоя, но и его показатель преломления является дополнительной степенью свободы при проектировании оптических покрытий. В этом смысле разработка технологии получения новых материалов в совокупности с созданием методов и средств получения тонких пленок этих материалов позволяет и в дальнейшем совершенствовать как технологию изготовления ИП, так и их эксплуатационные, спектральные и экономические характеристики. Поэтому, поиск новых материалов, а также работы по совершенствованию технологии получения тонких пленок и оптических покрытий на их основе являются актуальной и весьма перспективной, широко распространенных пленкообразующих материалов с низким показателем с позиции накопления новых знаний и опыта, областью исследований. Одним из наиболее преломления в инфракрасной (ИК) области спектра являются: фторид бария, фторид иттрия, фторид тория, фторид магния и фторид кальция. Реально все эти материалы имеют ряд недостатков. В работах[1,2] обсуждаются возможности использования бифторидных соединений для получения пленкообразующих материалов с улучшенными оптическими и механическими свойствами. Для улучшения оптических и механических характеристик пленок используются смеси фторидов. Это позволяет увеличить область прозрачности и снизить напряжения в пленках[3]. В связи с этим возникает важная задача – поиск новых пленкообразующих материалов с низким показателем преломления для инфракрасной области спектра.

В настоящей работе исследовались оптические пленки в среднем ИК диапазоне спектра от 1500 нм до 9000 нм. Для решения поставленной задачи исследовались следующие пленки на подложках Si (кремний). В качестве пленкообразующих материалов использовались кристаллы BaF_2, CaF_2 и YF_3, которые впоследствии являлись основными компонентами бифторидных пленок: $90\%BaF_2+10\%CaF_2$, $98\%BaF_2+2\%MgF_2$, $67\%YF3+33\%CaF_2$, $67\%YF3+33\%BaF_2$.

Для определения дисперсии оптических констант и полос поглощения в ИК диапазоне спектра в работе использована получившая широкое распространение методика, основанная на анализе спектров отражения и пропускания оптической пленки на подложке с известными оптическими характеристиками. Данная методика позволяет проводить исследования в широком спектральном диапазоне и не требует создания оригинального измерительного оборудования.

Оптические пленки, содержащие YF_3 имели высокое напряжение что приводило к их разрушению во время процесса напыления или после того как в камеру была запущена атмосфера. Чтобы пленки не разрушались, покрытия с YF_3 напылялись толщиной $8\lambda/4$, где λ=1мкм.

На рис. 1 приведен пример экспериментального спектра оптического покрытия BaF_2. Спектры поглощения в тех областях, где поглощение было большим, определялось как: $A=1-T-R$. Из рис. 1 видно, что спектр поглощения имеет 3 характерные полосы поглощения в областях 3, 9.1 и 16 мкм. Пик поглощения в области 3 мкм связан с присутствием воды в порах пленки (BaF_2). Полосы поглощения в Si диапазоне 9.1 и 16 мкм связаны с присутствием атомов кислорода в подложке.

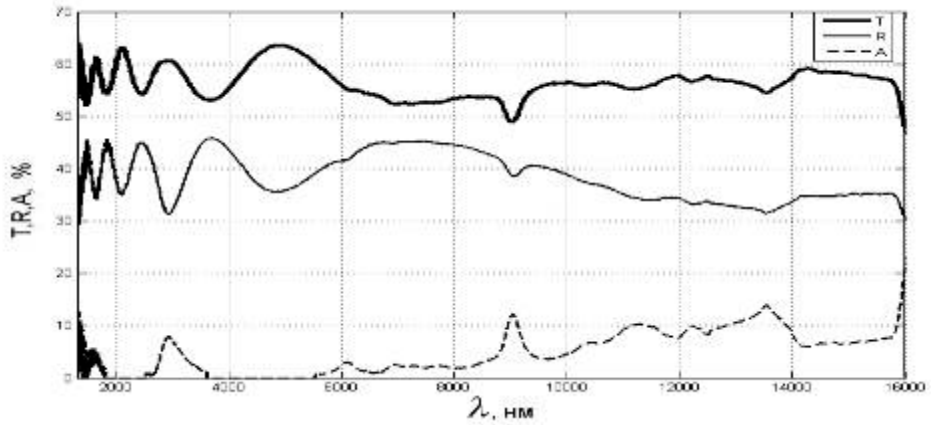


Рис.1. Экспериментальный спектр BaF_2

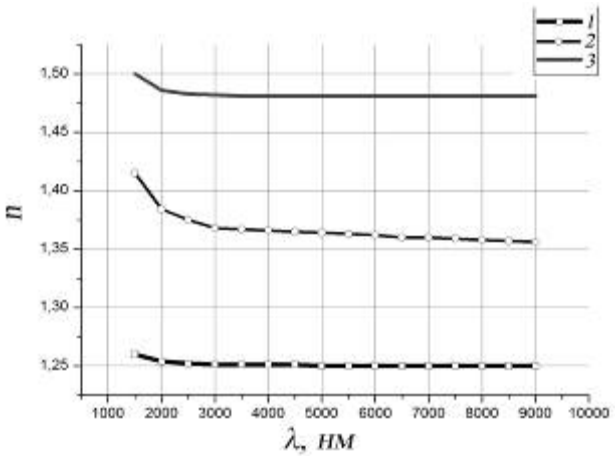
Для всех пленок рассчитывалась относительная плотность q, которая определяется соотношением плотности пленки p_f к плотности массивного образца p_m (монокристалла). Относительная плотность (коэффициент упаковки, коэффициент заполнения) связана с показателем преломления массивного образца и пленки соотношением:

$$q = \frac{p_f}{p_m} = \frac{(n_f^2 - 1)(n_m^2 + 2)}{(n_f^2 + 2)(n_m^2 - 1)} \qquad (1)$$

где n_f *и* n_m – показатели преломления пленки и массивного образца, т.е. монокристалла соответственно. Плотность упаковки определяет пористость пленки. Если $q \rightarrow 1$, то пленка менее пористая и близка по оптическим и механическим свойствам к свойствам монокристалла, который обладает большей влагостойкостью и механической прочностью.

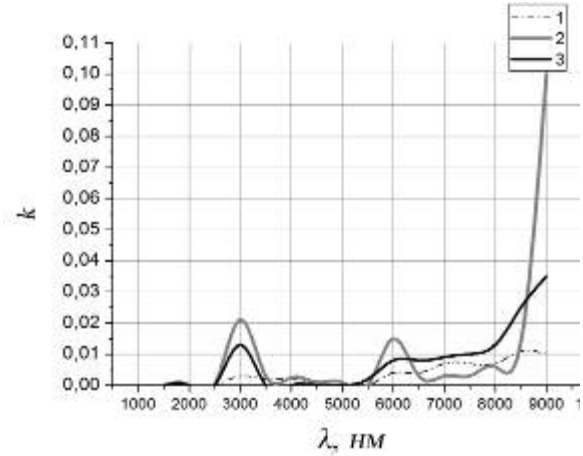
В настоящей работе, мы исследовали смеси, которые предположительно имели достоинства пленок BaF_2, MgF_2, CaF_2, YF_3, но с улучшенными оптическими и физико - механическими свойствами, т.е. невысоким напряжением, меньшими поглощениями и достаточной твердостью.

Анализ результатов показывает, что пленки бифторидов на основе иттрия имеют существенно меньшее поглощение, чем чистый YF_3 и не разрушаются при толщинах, в несколько раз больших, чем пленки YF_3. Лучшими свойствами по сравнению с чистым YF_3 обладают пленки из смесей 67%YF_3 + 33%CaF_2 и 67%YF_3 + 33% BaF_2 (см. рис.2,3). Они имеют более высокий показатель преломления, т.е. их можно использовать для зеркал, маленький показатель поглощения и высокий коэффициент упаковки.



1 – пленка BaF_2 ;
2 – пленка 67% YF_3 + 33% BaF_2 ;
3 – пленка 67% YF_3 + 33% CaF_2 .

Рис. 2. График зависимости показателей преломления (*n*) пленок от длины волны (*λ*)



1 – пленка BaF_2 ;
2 – пленка 67% YF_3 + 33% BaF_2 ;
3 – пленка 67% YF_3 + 33% CaF_2 .

Рис. 3. График зависимости показателей поглощения (*k*) пленок от длины волны (*λ*)

В заключении, хотелось бы отметить, что были проведены исследования оптических пленок фторидов и бифторидов. Составлена база данных оптических констант – коэффициенты преломления и поглощения в диапазоне 1500-9000 нм. Исследования показали, что в этом диапазоне есть два перспективных пленкообразующих материала: 67%YF_3 + 33%BaF_2 и 67%YF_3 + 33%CaF_2. В отличие от известных фторидов и чистого YF_3 они не имеет сильных полос поглощения, негигроскопичены, обладают хорошими механическими свойствами и могут быть использованы в составе сложного покрытия в средней ИК области спектра.

1. Р. Якобсон, *Физика тонких пленок*, **Т.8**, с. 61–108, (1978)
2. Е.Н. Котликов, Е.В. Хонинева, В.Н. Прокашев, *Оптический журнал*, **Т.71**, с.84-87. (2004)
3. Е.Н. Котликов, В.А. Иванов, Ю.А. Новикова, А.Н. Тропин, Ю.Н. Царев, *Научный журнал Известия ГУАП №1*, с.117-122, (2011)

ПРОЗРАЧНАЯ МАГНИЙ-АЛЮМОСИЛИКАТНАЯ СТЕКЛОКЕРАМИКА, АКТИВИРОВАННАЯ ИОНАМИ Ni^{2+}

Панов А.А., Заикин А.И., Нищев К.Н.

Национальный исследовательский мордовский государственный университет им. Н. П. Огарёва, Саранск, Россия

В работе представлены спектрально-люминесцентные свойства оптической магний-алюмосиликатной стеклокерамики, активированной ионами Ni^{2+}. Исследованы влияния вторичной высокотемпературной обработки и концентрации Ga_2O_3 в составе матрицы на кинетику образования кристаллической фазы.

Большой интерес для оптоэлектроники и лазерной техники представляет создание компактных перестраиваемых по длине волны источников излучения и широкополосных оптических усилителей для ближней ИК области спектра (0.8—1.7 мкм), в которой находятся рабочие диапазоны длин волн волоконно-оптических линий связи[1,2]. Необходимость повышения их пропускающей способности, в частности за счет

увеличения спектральной полосы передачи сигнала, обусловливает актуальность разработок новых широкополосных оптических усилителей.

Особый интерес представляет наноструктурированная стеклокерамика. Она представляет собой многофазный оптический материал, образующийся в процессе контролируемой кристаллизации стекла. Этот класс наноматериалов потенциально может сочетать преимущества стекла (технологическую легкость изготовления) и активные свойства легированных кристаллов.

В качестве основы для получения стеклокерамики использовалось магний-алюмосиликатное стекло, синтезированное из шихты состава $28MgO\text{-}10Al_2O_3\text{-}8TiO_2\text{-}xGa_2O_3\text{-}(1\text{-}x)54SiO_2$ мол %, где (x=0, 3, 5). Синтез стекол проводился в корундовых тиглях в температурном интервале 1500-1550 °С в атмосфере воздуха.

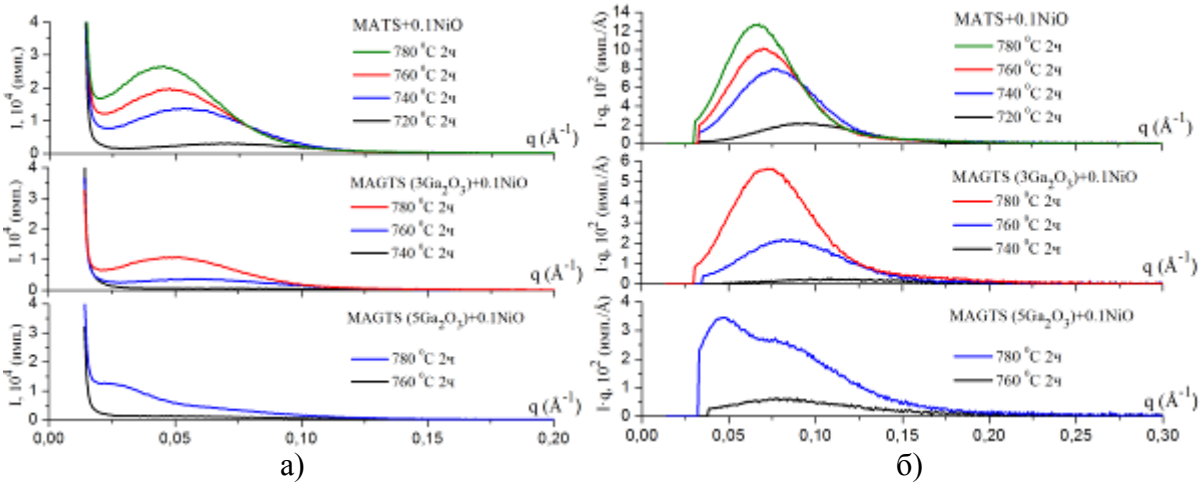
Рентгенофазовый анализ проводились на дифрактометре Pananalitical Empyrean. Измерения спектров поглощения осуществлялись на двухлучевом спектрофотометре Perkin Elmer Lambda 950 в спектральном диапазоне 350-2500 нм с разрешением 1 нм. Спектры и кинетики затухания люминесценции регистрировались с использованием спектрофлюориметра Edinburgh Instruments FLS920. Для исследования структурных особенностей стеклокерамики методом малоуглового рентгеновского рассеяния использовался дифрактометр Hecus S3-MICRO.

С целью определения влияния термической обработки на изменения в структуре стекла, исследуемые образцы были подвергнуты последовательному высокотемпературному отжигу в течение 2 ч. при температурах: 720 ºС, 740 ºС, 760 ºС и 780ºС. Было установлено, что добавление Ga_2O_3 в стекольную матрицу приводит к изменению кинетики образования кристаллической фазы. Введение оксида галия в матрицу приводит к подавлению кристаллической фазы алюмотитаната магния и в тоже время наблюдается увеличение объема фазы $MgAl_2O_4$ и образование фазы $\gamma\text{-}Ga_2O_3$. Также показано, что на начальных этапах вторичной термообработки в исследуемой стекольной системе наблюдается фазовое разделение жидкостного типа (рис.1). При этом отмечено увеличение размеров неоднородностей в объеме стекла от 2 до 5 нм с увеличением температуры отжига. Значения радиусов гирации образующихся неоднородностей, были оценены, используя уравнение[3]:

$$R_g = (5/2)\cdot q_0^{-1} \qquad (1)$$

где R_g - радиус гирации неоднородностей, q_0-вектор рассеяния, при котором наблюдается максимум в координатах I·q(q).

Для полученной стеклокерамики отмечена широкополосная люминесценция в ближней ИК-области спектра (рис. 2). Полуширина контура люминесценции составляет 350 нм. Характеристическое время затухания люминесценции составляет 160 мкс.



а) б)

Рис. 1. Кривые малоуглового рентгеновского рассеяния в координатах: а) I(q) и б) I·q(q)

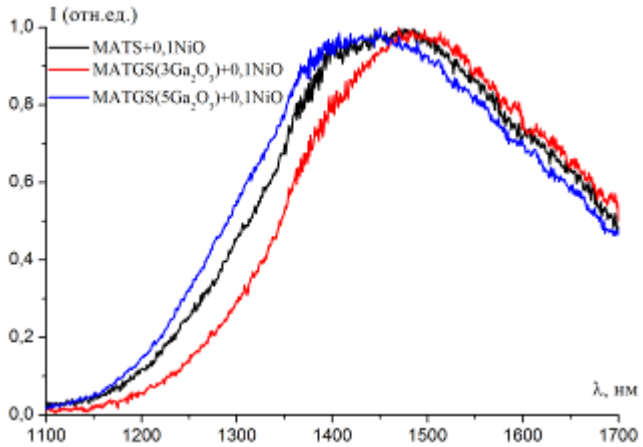


Рис. 2. Спектры люминесценции полученной стеклокерамики при $\lambda_в$=660 нм

Таким образом, продемонстрирована возможность получения прозрачной наноструктурированной стеклокерамики на основе магний-алюмосиликатной стеклокерамики, активированной ионами Ni^{2+}. Показано, что она имеет широкий спектр люминесценции с центром в области 1400-1500 нм, совпадающий с телекоммуникационным окном прозрачности. Изучено влияние Ga_2O_3 на кинетику появления кристаллической фазы.

1. B.N. Samson, L.R. Pinckney, J. Wang, G.H. Beall, N.F. Boirelli, *Opt. Lett.*, **27**, № 15, pp. 1309-1311, (2002).

2. B. Wua, N. Jiang, S. Zhou, D. Chen, *Optical Materials*, **30**, pp. 1900–1904 (2008).

3. В.В. Голубков, О.С. Дымшиц, А.А. Жилин, *Физика и химия стекла*, **29**, №3, с.359-377, (2003).

INVERTED YABLONOVITE PHOTONIC CRYSTALS WITH SUPERSTRUCTURES FABRICATED BY LASER LITHOGRAPHY

Shishkin I.I.[1,2], Samusev K.B.[1,2], Rybin M.V.[1,2], Limonov M.F.[1,2], Kivshar Yu.S.[1,3], Gaidukeviciute A.[4], Kiyan R.V.[4], Chichkov B.N.[4]

[1] National University for Informational Technologies, Mechanics and Optics (ITMO), Saint-Petersburg, Russia

[2] Ioffe Physical–Technical Institute, St Petersburg, Russia

[3] Nonlinear Physics Center, Australian National University, Canberra, Australia

[4] Laser Zentrum Hannover e.V., Hannover, Germany

We report on the first fabrication of inverted Yablonovite-like photonic structures with and without an internal superstructure by means of the three-dimensional laser lithography. Structures are investigated by scanning electron microscopy, and photonic bandgap spectrum is calculated by using the plane-wave method.

The study of photonic structures with a periodic variation of the refractive index (the so-called photonic crystals, or PhCs) is very attractive for the demonstration of the fundamental physics effects as well as various applications[1]. It is especially important to analyze photonic structures with the main period of the order of micron, and an additional superlattice structure of the order of hundreds of nanometers. The transmission spectrum of such PhC has a pass-band in the near-infrared region, and the superlattice in the visible. The superlattice structure of PhC may lead to a variety of novel physical effects. In particular, the existence of a superstructure of the particles of amorphous silica SiO_2 creating opals leads to a number of nontrivial optical effects

such as selective switching of the photonic stop-bands and Fano resonance[2]. Here, we fabricate experimentally and analyze theoretically three-dimensional PhCs with the periodic structure characterized by two substantially different periods.

To fabricate PhCs, we employ direct laser writing by two-photon polymerization (2PP) of photosensitive materials which has emerged as a promising technique for rapid and flexible fabrication of fully three-dimensional (3D) structures with sub-100-nm resolution[3,4]. The attraction of 2PP technology is that it can create computer-designed, fully 3D structures with resolution beyond the diffraction limit — no other competing technology offers these advantages. Classic 3D prototyping techniques, such as UV laser stereolithography and 3D inkjet printing, can also reproduce fully 3D structures; however, they provide a maximum resolution of only a few micrometers. Lithographic techniques with superior resolution, such as e-beam lithography, are limited to producing high aspect ratio two-dimensional structures.

As the main geometry of our superlattice PhC, we select the famous Yablonovite structure fabricated in the pioneering paper[5] by drilling holes in a dielectric medium along the three lattice vectors of the fcc lattice. The photonic crystal structures shown in Figs. 1(a-d) are fabricated by 2PP of a zirconium propoxide hybrid organic-inorganic material with Irgacure 369 as photo-initiator. Advantage of this material is ultra-low shrinkage that guarantees high fabrication fidelity[6]. Images of the fabricated structures are obtained with a scanning electron microscopy (SEM), and they are shown in Figs. 1(a,c). The 3D photonic crystal with the size of 31x25x12 μm consists of three sets of nearly cylindrical structural elements ~0.9 μm, directed along the three lattice vectors of the fcc lattice and cross each other at certain angles to produce inverted Yablonovite geometry, with the lattice spacing ~2.5 μm. Yablonovite with a superstructure was fabricated with the same lattice spacing but with the lattice elements created by quasi-cylindrical thinner “wires” with the diameter of 400 nm and the length of a few micrometers, see Figs. 1(b,d). This approach allows one to fabricate various PhC with different contrast of dielectric susceptibility controlled by changing the volume of quasi-cylindrical elements in comparison with the volume of the original inverted Yablonovite structure.

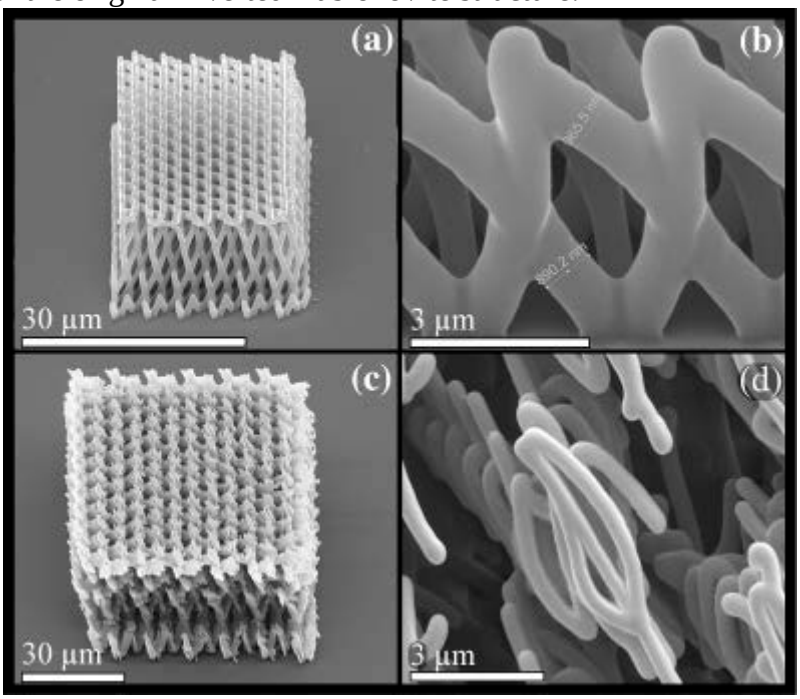


Fig. 1. SEM images of the inverse Yablonovite-like photonic crystals (a) without and (c) with a superstructure. Panels (b,d) show the same structures in an enlarged scale.

The size of the superlattice elements (diameter ~ 400 nm) allows such structures to interact with the visible radiation. Such an interaction would have been allowed even in the presence of

the complete stop-band known to exist in Yablovinite PhCs between the second and third bands[5,7]. We also calculated the photonic band structure of non-inverted and inverted Yablonovite using plane wave expansion method (27 000 plane waves) varying the dielectric susceptibility of the material in the range 1-20. For non-inverted Yablonovite structures, our results coincide with those published earlier[5,7]. In addition, the photonic band spectrum of the inverted Yablonovite structure shows no complete photonic band gap at least for the lowest 30 electromagnetic bands.

1. M.F. Limonov, R.M. De La Rue (Editors), *Optical Properties of Photonic Structures: Interplay of Order and Disorder*, CRC Press, (2012).

2. M.V. Rybin, A B. Khanikaev, M. Inoue, K B. Samusev, M J. Steel, G. Yushin, M.F. Limonov, *Phys. Rev. Lett*., **103**, pp. 023901 (1-4), (2009).

3. M. Farsari, B.N. Chichkov, *Nature Photonics*, **3**, pp. 450-452 (2009).

4. M. Farsari, M. Vamvakaki, and B. N. Chichkov, *J. Opt*. **12**, pp. 124001 (1-16) (2010).

5. E. Yablonovitch, T.M. Gmitter, K.M. Leung, *Phys. Rev. Lett*., **67**, 2295-2298 (1991).

6. A. Ovsianikov, J. Viertl, B. Chichkov, M. Oubaha, B. MacCraith, I. Sakellari, A. Giakoumaki, D. Gray, M. Vamvakaki, M. Farsari, C. Fotakis, *ACS Nano*, **2**, pp. 2257 (2008).

7. J.D. Joannopoulos, R.D. Meade, J.N. Winn, *Molding the Flow of Light*, Princeton Univ. Press (1995).

ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРНЫХ, МЕХАНИЧЕСКИХ И СПЕКТРАЛЬНО-ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫХ СВОЙСТВ ПРОЗРАЧНОЙ КЕРАМИКИ CaF_2:Ho

Ляпин А.А., Рябочкина П.А., Ушаков С.Н. *, Малов А.В., Федоров П.П.*, Гарибин Е.А.**

ФГБОУ ВПО "МГУ им. Н.П. Огарёва", Саранск, Россия
*Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия
**ЗАО «ИНКРОМ», Санкт - Петербург, Россия

В работе представлены результаты исследования структурных свойств прозрачной керамики и монокристалла CaF_2:Ho. Для данных материалов измерены значения микротвердости и вязкости разрушения. Изучены спектрально-люминесцентные характеристики примесного иона Ho^{3+} в керамике и монокристалле CaF_2:Ho.

За поседение два десятилетия исследователям удалось разработать технологию получения прозрачной керамики высокого оптического качества. Значительный прогресс достигнут в создании оксидной прозрачной керамики [1,2].

Наряду с оксидными материалами, интерес для применения в фотонике представляют фторидные кристаллы и керамики. Это обусловлено рядом свойств данных материалов: широкое окно прозрачности (от 0,2 μм до 10 μм), высокие значения теплопроводности и микротвердости.

Прозрачная керамика имеет ряд преимуществ по сравнению с монокристаллами: большие размеры, возможность создания образцов с высокой концентрацией допанта и более низкая стоимость. Поэтому, значительный практический интерес представляют работы по разработке способов получения и изучению свойств данных материалов.

В работах [3-5] представлены результаты исследования структурных, спектрально-люминесцентных и генерационных свойств фторидной керамики активированной редкоземельными ионами.

В настоящей работе исследовались физические свойства прозрачной керамики CaF_2:Ho, полученной методом горячего формования. Исследования проводились в рамках сравнительного анализа свойств керамики и монокристалла одинакового состава. Исследованные образцы монокристаллов CaF_2:Ho были выращены методом Бриджмена.

Микроструктура фторидной керамики исследовалась с помощью растрового электронного микроскоп Jeol JSM-6490. Керамика CaF_2:Ho, полученная методом горячего формования, состоит из кристаллитов различного размера.

Использую прибор Duramin-5, были измерены значения микротвердости (по Виккресу) и вязкости разрушения для керамики и монокристалла CaF_2:Ho. Значения данных величин у керамики и монокристалла совпадают в пределах погрешности эксперимента.

Представлены результаты исследования спектрально-люминесцентных свойств монокристаллов и керамики CaF_2:Ho. Зарегистрированы спектры поглощения с основного уровня $^5I_8$ ионов Ho^{3+} на возбужденные мультиплеты $^5G_5$, $^3K_8$+$^5F_2$+$^5F_3$+$^3F_3$, $^5F_4$+$^5S_2$, $^5F_5$, $^5I_6$, $^5I_7$ при комнатной температуре. Спектр пропускания керамики CaF_2- 1мол.% HoF_3 в диапазоне от 200 нм до 2500 нм представлен на рисунке 1.

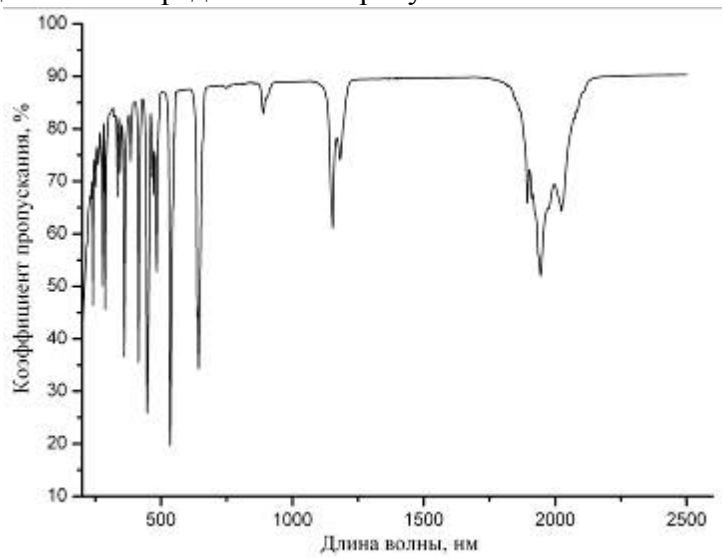


Рис. 1. Спектр пропускания керамики CaF_2- 1мол.% HoF_3

При возбуждении на уровень $^5G_6$ ионов Ho^{3+} третьей гармоникой лазера на кристалле YVO_4:Nd ($\lambda_{из}$~457 нм) зарегистрированы спектры люминесценции для перехода $^5I_7 \rightarrow {}^5I_8$ ионов Ho^{3+}. При возбуждении на уровень $^5I_7$ ионов Ho^{3+} лазером на кристалле $YLiF_4$:Tm ($\lambda_{из}$~1,9 μм) в монокристалле и керамике CaF_2:Ho обнаружена люминесценция в видимом диапазоне спектра. В работе обсуждаются физические механизмы возникновения этой люминесценции.

1. A. Ikesue, T. Kinoshita, K. Kamata, K. Yoshida, J. Am. Ceram. Soc., **78**, pp.1033-1040, (1995).

2. J. Lu, M. Prabhu, J. Song, C. Li, J. Xu, K. Ueda, A.A. Kaminskii, H. Yagi, T. Yanagitani, Appl. Phys. B, **71,** p.469-473, (2000).

3. М.Ш. Акчурин. Р.В. Гайнутдинов, Е.А. Гарибин и др., Перспективные материалы, №5, с.5-12, (2010).

4. T. T. Basiev, M. E. Doroshenko, P. P. Fedorov et all, Optics Letters, **33**, 5, pp.521-523, (2008).

5. П.А. Рябочкина, А.А. Ляпин, В.В. Осико и др., Квантовая электроника, **42**, № 9, с.853-857, (2012).

6. S. Ray Bullock, B. R. Reddy, P. Venkateswarlu, S. K. Nash-Stevenson, J. Opt. Soc. Am. B, **14**, 3, pp.553-559, (1997).

OPTICAL INDUCTION 3-DIMENSIONAL REFRACTIVE LATTICES IN DOPED LINBO3 PHOTOREFRACTIVE CRYSTALS

A. Badalyan*, P. Mantashyan*, V. Mekhitaryan*,
V. Nersesyan and R. Drampyan*, ****

*Institute for Physical Research, National Academy of Sciences of Armenia, 0203, Ashtarak-2, Armenia
**Russian-Armenian (Slavonic) University, H. Emin str. 123, 0051, Yerevan, Armenia

3D refractive lattices were inducted by combined interferometric- mask method in doped $LiNbO_3$ crystal by cw 532 nm, 100 mW laser beam. Recorded lattices were tested by diffraction of probe beam and direct observation by phase microscope.

The 3-dimensional (3D) refractive lattices were optically inducted by combined interferometric- mask (CIM) method [1,2] in $LiNbO_3$ crystal doped by 0.05 w% Fe and Cu (LN:Fe:Cu). The photorefractive LN:Fe:Cu crystal was illuminated through the 2-fold rotational symmetry micrometric scale mask by cw 532 nm, 100 mW laser beam in combination with back reflecting mirror (Fig.1a). The counter-propagating beam geometry builds up Gaussian standing wave, which determines the third half-wavelength periodic light modulation in the axial direction. The formed 3D rotational symmetry photonic lattice represents itself a set of numerous mask-generated 2D quasi-periodic structures located in each anti-node of standing wave and has 10 - 60 μm periods in the radial and azimuthal directions and half-wavelength 266 nm period in the axial direction (Fig.1b). The optical testing of the recorded lattices was performed using monochromatic 633 nm probe laser beams, as well as light emitted diode (LED) source giving the emission in blue, green and red spectral ranges simultaneously, which allows the revealing of dispersive properties of 3D refractive lattice. The direct observation of recorded lattices by phase microscope was also performed.

Fig.2a shows the fragment of the used 2-fold rotational symmetry mask. The prepared negative mask had a distance of 10 - 60 μm between 10 μm transparent holes on the opaque disk. The mask consists of ~10 000 holes disposed along the 100 hypothetical concentric circles. The technique of preparation of mask is described in details in [2]. The diffraction patterns from the mask obtained in the far field by red 633 nm He-Ne single mode laser beam and by LED source are shown in Fig. 2b and c, respectively. In the case of LED source the emitted light after passing through the 1mm diaphragm illuminates the mask placed 100 cm far from the diaphragm.

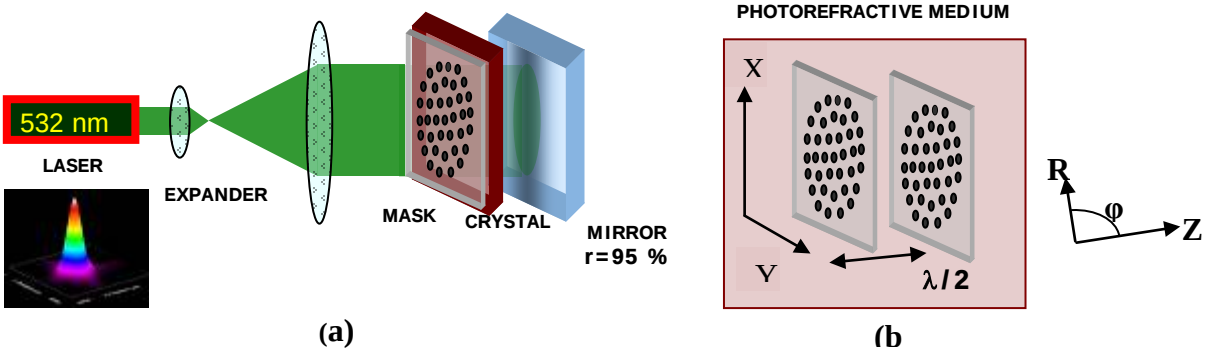
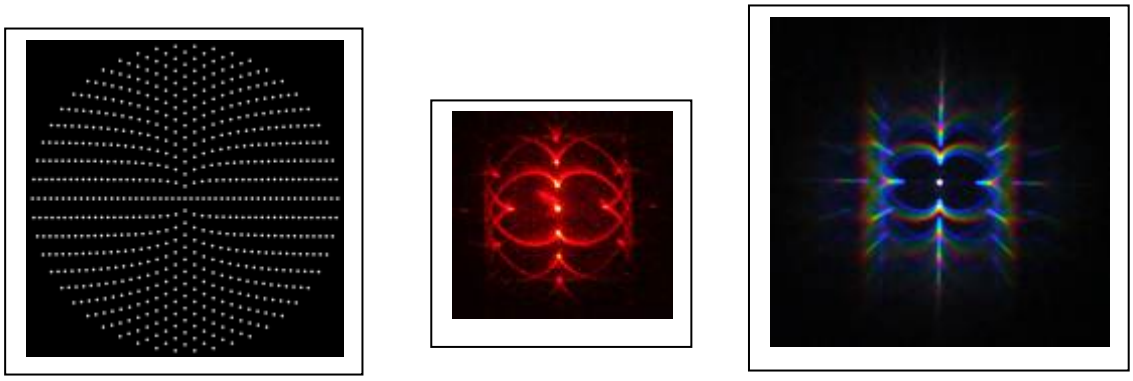


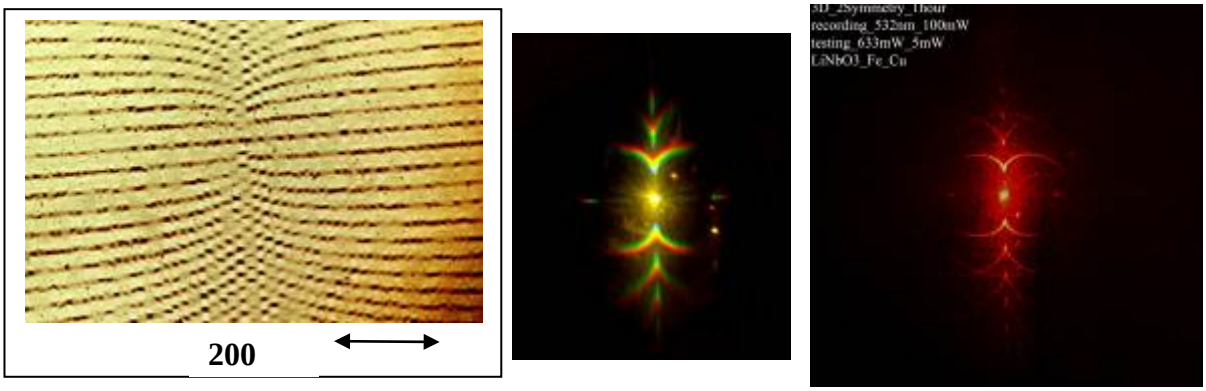
Fig.1. (a) Experimental setup for induction of 3D lattices by CIM method. Removing the back reflecting mirror leads to the formation of 2D lattices with refractive index modulation in the transverse plane. (b) Schematic of two neighboring anti-nodes of standing wave, where the mask created quasi-periodic structures are located



(a) (b) (c)

Fig.2. (Color online). (a) Fragment of 2-fold rotational symmetry mask. (b) and (c) Far field diffraction patterns from the mask obtained by red 633 nm laser beam and tricolor LED source, respectively

Fig, 3a shows the phase microscope image of the transverse X-Y plane of 3D lattice recorded in LN:Fe:Cu crystal. Fig. 3b shows the diffraction pattern obtained from 3D lattice in the far field using LED source. The diffraction pattern reveals the dispersive properties of recorded lattice and shows approximately equal diffraction efficiency for visible spectral range. The absence of blue color contour is due to strong absorption of blue light in the crystal. For comparison, the diffraction pattern obtained by 5 mW red 633 nm probe beam is shown in Fig.3c. Red light was used for testing to decrease the erasure of lattice during readout. The diffraction efficiency of recorded 3D lattice was measured as $\{(P_{signal} - P_{bg})/P_{input}\}\times 100$ %, where P_{signal} is a total diffracted and transmitted power and P_{bg} is background power transmitted through the clean part of crystal without recorded lattice, and equaled 2.3 %. For comparison, the diffraction efficiency of lattices recorded during 1 hour in LN:Fe crystal by Bessel beam technique with the use of 17 mW, 532 nm laser radiation, is 25% in the saturated regime [3].



(a) (b) (c)

Fig.3. (Color online). Fragment of phase microscope images of transverse *X-Y* plane of 3D photonic lattices recorded inside of 2 mm thick LN:Fe:Cu crystal by 2-fold symmetry mask and 100 mW green laser beam during 1 hour. (b), (c) Far field diffraction patterns from recorded 3D lattice obtained by tricolor LED source and red 633 nm beam, respectively

The interest of holographic recording in doubly doped LN:Fe:Cu crystal is connected with photochromic properties of this crystal, namely the increase of absorption coefficient with the intensity of illuminating light [4,5]. This allows the decreasing of erasure of stored lattices during readout by weaker probe beam at the recording wavelength [5].

The physical mechanism of holographic recording is connected with electro-optic effect. The illumination of photorefractive crystals by inhomogeneous light redistributes photo-charges, excited by photo-ionization, builds up internal electric field E and so changes the refractive index via electro-optic effect, $\delta n = 0.5\, r_{33}\, E$, where r_{33} is electro-optic coefficient, thus allowing the induction of photonic refractive lattice structures. The electric field induced due to spatial charge

separation is caused by photovoltaic effect and diffusion of the photo-induced charge carriers. The photocurrent density J along the crystalline C-axis due to photovoltaic effect equals $J = k_1 \alpha I$, where k_1 is Glass constant depending on the nature of absorbing centers and light wavelength, α is absorption coefficient and I is light intensity [6].

Compared with the singly doped LN:Cu crystal, where electrons excited from Cu^{1+} are captured by Cu^{2+} centers, in doubly doped LN:Fe:Cu crystal the electrons, excited also from Fe^{2+} centers under effect of light, move to the conductivity band and then are captured by both Fe^{3+} and Cu^{2+}. The capturing by Cu^{2+} forms additional Cu^{1+} centers. The increase of the ratio of Cu^{1+}/ Cu^{2+} leads to the increase of the absorption coefficient in the crystal [5].

2D and 3D periodic and quasi-periodic artificial structures in photorefractive materials are promising for many applications, including guiding and trapping systems, photonic bandgap materials, all-optical devices, high capacity information storage and processing, spatial soliton formation, telecommunication systems, optical computers etc.

This work was supported by International Science and Technology Center Grant, Project A-1517 and National Grant of State Committee of Science of Armenia, Project 1-6/HK.

1. A. Badalyan, R. Hovsepyan, V. Mekhitaryan, P. Mantashyan, R. Drampyan, Proceedings of SPIE, 7998, pp.7998OH-1-10, 2011.

2. A. Badalyan, T. Gevorgyan, R. Hovsepyan, V. Mekhitaryan, P. Mantashyan, R. Drampyan, Proceedings of SPIE, 8414, pp. 8414 05-1-11, 2012.

3. A. Badalyan, R. Hovsepyan, P. Mantashyan, V. Mekhitaryan, R. Drampyan, J. Modern Optics, 60, No.6, (2013), in press; doi:10.1080/09500340.2013.797611.

4. A. Adibi, K. Buse, D. Psaltis, JOSA B, 18, 584 (2001).

5. P. Mantashyan, Proceedings of SPIE, 7998, pp.7998OJ-1-9 (2011).

6. A. M. Glass, D. von der Linde, T. J. Negran, Appl. Phys. Lett. 25, 233 (1974).

СИНТЕЗ И СПЕКТРАЛЬНО–ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА Yb-СОДЕРЖАЩИХ КРЕМНЕЗЁМНЫХ КОМПОЗИТОВ

Ковгар В.В., Малашкевич Г.Е., Ходасевич И.А., Пестряков Е.В.[*]

Институт физики НАН Беларуси, Минск, Беларусь

[*] Институт лазерной физики СО РАН, Новосибирск, Россия

Оптические материалы и технологии, с зачтением

С использованием золь-гель метода были синтезированы Yb-содержащие композиты, легированные эрбием и европий. Исследованы их структура и спектрально-люминесцентные свойства.

Целью настоящей работы был синтез высоколегированных Yb–Er и Yb–Eu прозрачных кремнезёмных композитов, изучение их структуры и спектрально-люминесцентных свойств в антистоксовой области.

Образцы были синтезированы золь-гель методом. Начальным этапом являлось приготовление золя SiO_2 путём гидролиза тетраэтилортосиликата $Si(OC_2H_5)_4$ в водно-спиртовом растворе в присутствии соляной кислоты в качестве катализатора. Сразу после смешивания компонентов начинала протекать реакция гидролиза, о чём свидетельствовало повышение температуры раствора. При синтезе образцов в золь вводили аэросил А-300 и проводили процесс нейтрализации аммиаком. Золь лили в специальные формы, где проходил процесс гелеобразования. Затем формы помещали в дистиллированную воду и оставляли для старения золя в течение суток. Гель сушили при T = 50°C. Полученный ксерогель пропитывали в водно-спиртовом растворе солей $YbCl_3$,

$Er(NO_3)_3$, $Eu(NO_3)_3$ и щёлочи. Пропитанные ксерогели спекали на воздухе при T = 1150°C в течении 2 часов.

Фазовый анализ полученных образцов контролировался с помощью рентгеновского дифрактометра D8 Advance с использованием CuKα излучения (λ = 1,54184 Å). Микроструктура исследовалась сканирующим электронным микроскопом LEO-1420REM. Спектры люминесценции регистрировались на спектрометре S100 (Солар ЛС) при возбуждении непрерывным излучением полупроводникового лазера ML-151 ($\lambda_{возб} \approx 970$ нм).

При синтезе высоколегированных редкими землями композитов на основе SiO_2 максимальная концентрация Ln_2O_3 при условии слабого светорассеяния (едва заметный трек от луча гелий-неонового лазера (λ = 632,8 нм)) достигала 15 масс. % (по синтезу). С помощью микроскопического и рентгенографического исследований обнаружить наличие в них кристаллической фазы (наночастиц Yb_2O_3:Ln) не удалось. Этот факт позволяет сделать вывод о том, что в случае формирования в синтезированных материалах указанных наночастиц их размеры меньше разрешающей способности используемого оборудования (менее 10 нм).

На рисунке 1 приведены спектры антистоксовой люминесценции полученных материалов в видимой области. В спектре люминесценции Yb-содержащего образца наблюдается полоса кооперативной люминесценции на удвоенной частоте перехода $^2F_{5/2} \rightarrow {}^2F_{7/2}$ (кривая *1*). Наличие такой люминесценции является свидетельством в пользу формирования в кремнезёмной матрице пар Yb–Yb, ионы иттербия в которых излучают как одна молекула. Как видно из рисунка 1 (кривая *2*), в спектре люминесценции образцов, соактивированных ионами Yb^{3+} и Er^{3+}, преобладает полоса с максимумом при $\lambda \approx 523$ нм, которая соответствует переходу $^2H_{11/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ ионов Er^{3+}. Наличие интенсивной люминесценции в этой полосе свидетельствует о низкой эффективности безызлучательной релаксации в переходе $^2H_{11/2} \rightarrow {}^4S_{3/2}$, характеризующимся энергетической щелью ~ 800 $см^{-1}$. Поскольку частота колебания связей Si–O составляет ≈ 1100 $см^{-1}$ такой переход в случае изолированных ионов Er^{3+} должен быть подвержен эффективной безызлучательной релаксации на колебаниях решётки. Поэтому, значительно бóльшая интенсивность перехода $^2H_{11/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ по сравнению с переходом $^4S_{3/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ свидетельствует о формировании наночастиц Yb_2O_3:Er, частота колебаний связи Ln–O в которых составляет ~ 100 $см^{-1}$. Механизм передачи возбуждения от ионов Yb^{3+} к ионам Er^{3+} осуществляется как ступенчатым, так и прямым бузызлучательным переносом с виртуального возбуждённого уровня пары Yb–Yb. Для Yb–Eu-содержащих образцов в спектре люминесценции (кривая *3*) кроме кооперативной люминесценции ионов Yb^{3+}, также наблюдаются переходы $^5D_0 \rightarrow {}^7F_2$ (λ ≈ 410 нм), $^5D_2 \rightarrow {}^7F_0$ (λ = 458 нм), $^5D_1 \rightarrow {}^7F_0$ (λ = 536 нм), $^5D_0 \rightarrow {}^7F_1$ (λ = 587 нм), $^5D_0 \rightarrow {}^7F_2$ (λ = 614 нм) и $^5D_0 \rightarrow {}^7F_3$ (λ ≈ 650 нм) ионов Eu^{3+}. Данный факт свидетельствует о вхождении ионов Eu^{3+} в наночастицы Yb_2O_3. При этом приблизительно одинаковую интенсивность антистоксовой люминесценции ионов Eu^{3+} и пары Yb–Yb, в отличие от Yb–Er-содержащих образцов, где интенсивность люминесценции ионов Eu^{3+} многократно превосходит интенсивность люминесценции пары Yb–Yb, можно объяснить отсутствием ступенчатого процесса сенсибилизации люминесценции ионов Eu^{3+}.

Полученные материалы могут быть использованы в качестве активных элементов лазеров либо усилителей, функционирующих в полосе антистоксовой люминесценции, и визуализаторов излучения ближнего ИК-диапазона.

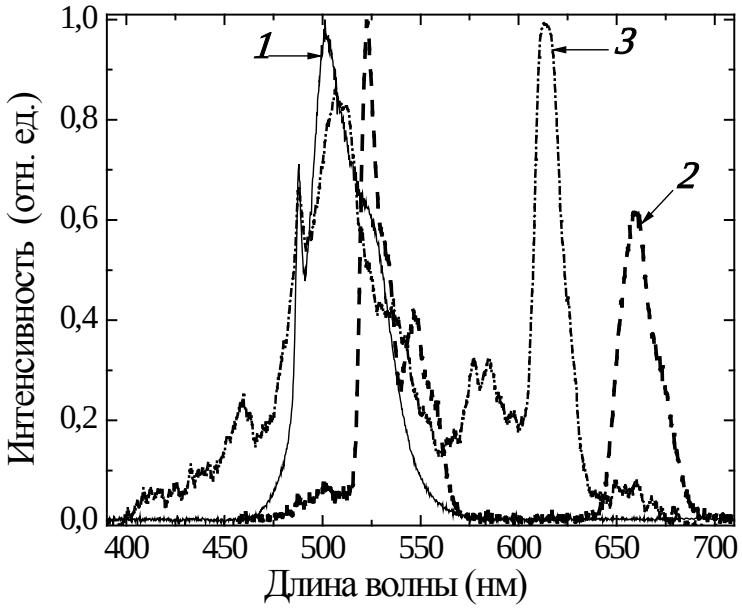


Рис. 1. Спектры антистоксовой люминесценции Yb (*1*), Yb–Er (*2*) и Yb–Eu (*3*) синтезированных композитов. $\lambda_{возб} \approx 970$ нм

ФОТОСТИМУЛИРОВАННОЕ АНОДИРОВАНИЕ И ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА ПОРИСТОГО КРЕМНИЯ

Ян Д.Т.

Дальневосточный государственный университет путей сообщения, Хабаровск, Россия

Проведено исследование люминесцентных свойств анодно окисленного пористого кремния. В результате проведенных экспериментов показано, что разупорядочивание и уменьшение размеров кристаллитов происходит как при дополнительной подсветке при анодировании, так и в результате хранения. В первом случае (при анодировании) это разупорядочивание сопровождается ростом интенсивности фотолюминесценции, во втором – ее гашением.

Исходным материалом для исследуемых образцов служили полированные пластины монокристаллического кремния р-типа (100) с удельным сопротивлением 1 Ом·см. Анодное травление проводилось в электролите $HF:C_2H_5OH$=1:1. Плотность тока составила 20 мА/см^2, продолжительность травления – 10 минут. После окончания травления образцы промывались деионизованной водой и высушивались на воздухе при дополнительной подсветке. Освещенность поверхности полученного пористого кремния была равномерной по площади, сравнительная оценка ее интенсивности осуществлялась следующими способами:

1 – естественное освещение (Е=15 люкс);

2 – освещение вольфрамовой лампой накаливания мощностью 20 Вт на расстоянии 15 см от поверхности пластины (Е=70 люкс);

3 - освещение ртутной лампой ДРК-120 с фильтром УФС-6 толщиной 3 мм, пропускающим в области 303-405 нм на расстоянии 15 см от образца (Е = 70 люкс);

4 - та же ртутная лампа без фильтра (Е=120 люкс).

Измерения спектров ФЛ проводились путем возбуждения He-Cd лазером (441 нм) с мощностью 20 мВт при комнатной температуре. Спектры оптического пропускания были получены на ИК-спектрометре Bruker-113v.

1. C. S. Chang and J. T. Lue. Photoluminescence and Raman studies of porous silicon under various temperatures and light illuminations // Thin Solid Films. 1995. – V.259. – P.275-280.

2. L.Pavesi. Porous silicon based microcavities and light emitting diodes // Int. Conf. Nanomeeting-99.Abstracts.Minsk.1999.- P.337-355.

3. В. Г. Голубев , А. В. Жерздев , А.В. Медведев , А. Б. Певцов , Н.А. Феоктистов и Д.Т. Ян , Светоизлучающие в видимом диапазоне нанокристаллические тонкие пленки , полученные электрохимическим травлением и окислением a- Si : H // Всероссийская конференция по физике полупроводников. Тезисы.1996. Нижний Новгород.

4. V.G. Golubev , N.A. Feoktistov , A.V. Medvedev , A.B. Pevtsov , D.T. Yan and A.V. Zherzdev. Visible photoluminescence nanocrystalline thin films fabricated from amorfous silicon // Int . Conf Materials for Optoelectronics.Abstracts. 1996. Sheffild, England .

5. Д.Т. Ян и Н.Г. Галкин, Электронная структура и процессы люминесценции в анодно окисленных слоях пористого кремния, Тезисы VI конференции по физике полупроводниковых, диэлектрических и магнитных материалов, Владивосток, 2002, С. 45-50.

6. А.Н. Образцов, В.А. Караванский, Х. Окуши, Х.Ватанабе. Поглощение света и фотолюминесценция пористого кремния // Физ. и техн. полупроводн. 1998. – Т.32. – С.1001-1005.

7. С.Н. Кузнецов, В.Б. Пикулев, А.А. Сарен, Ю.Е. Гардин, В.А. Гуртов. Возбуждение люминесценции пористого кремния при адсорбции молекул озона // Физ. и техн. полупроводн. 2001. – Т.35. – С.604-608.

РАСЧЁТ ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ НАНОЧАСТИЦ НА ПОВЕРХНОСТИ КРЕМНИЕВЫХ СЛОЕВ

Антонович М.Л., Боровой М.Р., Шевцова В.И., Новиков А.Г., Гайдук П.И.

Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь

В данной работе представлены результаты теоретического исследования оптических характеристик массивов металлических наночастиц, расположенных на поверхности аморфного и кристаллического кремния. Полученные данные представляют интерес в области солнечной энергетики.

При рассеянии электромагнитной волны на металлической наночастице электроны проводимости металла могут быть вовлечены в резонансно усиленное колебательное движение, называемое поверхностным плазмонным резонансом (ППР). Для металлических наночастиц ППР наблюдается в видимой и ближней инфракрасной области спектра. При этом свойства ППР определяются как диэлектрическими характеристиками наночастиц и окружающей среды, так и геометрическими параметрами элементов исследуемой структуры. Возбуждение ППР сопровождается рядом оптических эффектов, таких как усиление поглощения, рассеяния и люминесценции[1,2]. Данные эффекты могут быть успешно использованы при создании наноразмерных оптических[3,4] и электронных[5,6] приборов следующего поколения. Показано[7], что перспективным является применение плазмонных наночастиц в качестве рассеивающих центров для тонкоплёночных солнечных элементов.

Целью настоящей работы является исследование оптических свойств структур на основе кремния с массивами металлических наночастиц. Как известно, наиболее широко используемыми плазмонными металлами являются золото и серебро. В данной работе рассматривается возможность применения в качестве рассеивающих центров наночастиц на основе менее дорогостоящих металлов, таких как алюминий, никель и медь. С помощью численного моделирования на основе теории Ми показано, что при определенных параметрах наночастицы таких металлов проявляют рассеивающие свойства сравнимые с таковыми для золотых и серебряных наночастиц. С использованием метода конечных разностей во временной области промоделированы спектры поглощения кремниевых слоев со встроенными металлическими наночастицами. При этом рассмотрены структуры как на основе кристаллического, так и на основе аморфного кремния. Показано, что оптические характеристики анализируемых структур в значительной степени зависят от геометрических параметров и диэлектрических свойств массива наночастиц. Полученные результаты демонстрируют, что коэффициент поглощения в кремниевых слоях с металлическими наночастицами может быть увеличен на 20%-30% путем выбора оптимальных параметров структуры и материала наночастиц.

1. Yu. A. Krutyakov et. al., *Russian Chemical Reviews* **77**, №. 3, p. 233-257, (2008)
2. K. L. Kelly et. al., *J. Phys. Chem. B*, **107** (3), p. 668–677, (2003)
3. S. A. Maier et. al. , *Advanced Materials*, **13**, Iss. 19, p. 1501–1505, (2001)
4. R. Zia et. al. , *Materials Today* Vol. **9** Is. 7–8 p.20-27, (2006)
5. S. A. Maier, *Current Nanoscience*, **1**, N 1, pp. 17-22, (2005)
6. R. F. Oulton et. al. , X. Zhang, *Nature Photonics* **2**, 496 – 500, (2008)
7. K.R. Catchpole, A. Polman, *Optics Express*, **16**, No. 26, (2008)

БЫСТРОДЕЙСТВУЮЩИЕ ФОТОДИОДЫ ДЛЯ СПЕКТРАЛЬНОГО ДИАПАЗОНА 1.7-3.8 МКМ

Коновалов Г.Г., Андреев И.А., Серебренникова О.Ю., Ильинская Н.Д., Куницына Е.В., Шерстнёв В.В., Яковлев Ю.П.

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

Сообщается о результатах работы, направленной на создание и исследова-ние быстродействующих фотодиодов на основе гетероструктур GaSb/GaInAsSb/GaAlAsSb для спекрального диапазона 1.1 – 2.4 мкм и InAs/InAsSbP для спекпрального диапазона 1.5 – 3.8 мкм. Разработаны и реализованы $p-i-n$ фотодиоды с диаметрами чувствительной площадки 50 мкм и 100 мкм. Частотная полоса пропускания достигает 5 ГГц.

Необходимость создания высокоэффективных и быстродействующих фотодиодов для инфракрасных волоконно-оптических систем (ВОЛС) на основе флюоридных стёкол с аномально низкими потерями (10^{-2}-10^{-3} дБ/км, спектральный диапазон 2-4 мкм) активизировала интенсивные исследования в области разработки быстродействующих фотоприёмников на основе полупроводниковых соединений A^3B^5, в частности, на основе антимонидов. Такие фотодиоды позволяют изучать быстропротекающие процессы в физике лазеров, ядерной физике, физике космических лучей, а также могут применяться в лазерной диодной спектроскопии газов и молекул, в лазерной дальнометрии и локации в окне прозрачности атмосферы 2-3 мкм и, к тому же, безопасном для зрения человека. Кроме того, оптическая линия связи в открытом пространстве (free-space optical

communications, also known as free-space optics (FSO)) весьма перспективна в данном диапазоне для высокочастотных коммуникации, поскольку не требует прокладки дорогостоящих каналов ВОЛС. В настоящее время существуют или разрабатываются как полупроводниковые лазерные диоды на основе антимонида галлия и его твёрдых растворов, работающих при комнатной температуре, квантово-каскадные лазеры, так и мощные компактные твердотельные лазеры на основе кристаллов YAG и Nd-KGW, легированных ионами Ho, Tm и Er, имеющих генерацию на длинах волн 2.06-2.94 мкм и, тем самым такие лазеры способны сделать разработку систем связи специального назначения, дальнометрии и локации, а также систем диодно–лазерной спектроскопии более чем реальными.

Фотодиоды на основе гетероструктур $In_{0.8}Ga_{0.2}As/InP$ (с высоким содержанием индия), работающие при комнатной температуре, выпускают ряд зарубежных коммерческих фирм. Длинноволновая граница чувствительности этих фотодиодов достигает 2.6 мкм, а полоса пропускания не превышает 1 ГГц. В работе [1] было продемонстрировано, что фотодиоды на основе твёрдых растворов GaInAsSb/GaAlAsSb в спектральном диапазоне 2.1-2.5 мкм сопоставимы по своим основным параметрам с фотодиодами на основе гетероструктур $In_{0.8}Ga_{0.2}As/InP$.

В публикации [2] изложены результаты работы по созданию быстродействующего $p-i-n$ фотодиода с диаметром чувствительной площадки 100 мкм на основе гетероструктуры GaSb/GaInAsSb/GaAlAsSb для спектрального диапазона 0.9-2.4 мкм, его частотная полоса пропускания достигла 2 ГГц (рис. 1).

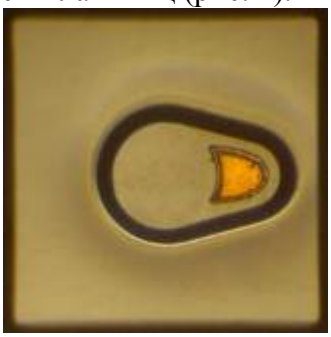


Рис. 1. Микрофотография фотодиодного чипа
с диаметром фоточувствительной площадки 100 мкм, ширина чипа 300 мкм

Для технической реализации быстродействующих фотодиодов потребовалось решить три задачи:

1) оптимизация технологического ростового процесса получения изопериодных гетероструктур GaSb/GaInAsSb/GaAlAsSb методом жидкофазной эпитаксии для достижения концентрации основных носителей в активной области $Ga_{0.78}In_{0.22}As_{0.18}Sb_{0.82}$ близкой к собственной для соединения GaSb ($\sim 4\cdot 10^{14}$ см$^{-3}$);

2) разработка и осуществление новых пост ростовых методов, для изготовления фотодиодных чипов с малыми диаметрами чувствительных площадок ≤ 100 мкм;

3) корпусирование фотодиодов в специальные СВЧ разъемы для исследования кинетики фотоотклика и измерения частотной полосы пропускания.

Результаты работ по созданию более быстродействующего (сверхбыстродействующего) фотодиодного чипа на основе гетероструктуры GaSb/GaInAsSb/GaAlAsSb изложены в работе [3].

Следует отметить, что на стадии разработки фотодиодиодного чипа с диаметром чувствительной площадки 50 мкм потребовалось существенно изменить архитектуру чипа, по сравнению с 100 мкм. Была разработана новая конструкция с разделёнными приёмной и контактной мезами, при этом сами мезы связаны металлическим контактным мостиком (рис. 2), мезы также являются опорами для мостика. Такой подход потребовал изменений в постростовых технологиях обработки гетероструктур и нанесения

металлического лицевого (верхнего) контакта. Контактная меза прямоугольная, имеет площадь 50×70 мкм^2, контактный мостик имеет толщину 20 мкм, длину 85 мкм. Металлический слой толщиной 3-6 мкм разделён от верхнего широкозонного слоя GaAlAsSb двумя диэлектрическими слоями: анодным окислом и диэлектрическим подслоем Si_3N_4, что исключает влияние ёмкости контактной мезы на общую ёмкость фотодиодного чипа.

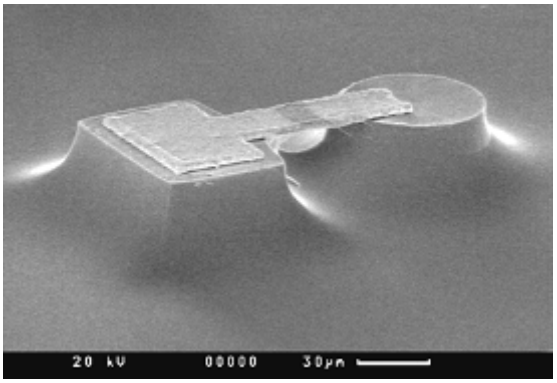


Рис. 2. Изображение, полученное с помощью растрового электронного микроскопа, на рисунке слева направо контактная меза, металлический контактный мостик и фоточувствительная меза с диаметром площадки 50 мкм

У полученных экспериментальных образцов фотодиодов достигнуты рекордно низкие значения собственной ёмкости: C=3.0-5.0 пФ без обратного смещения и C=0.8-1.5 пФ при обратном смещении U=−3.0 В при диаметре чувствительной площадки 50-100 мкм. Быстродействие $p-i-n$ GaInAsSb/GaAlAsSb фотодиодов составляет величину $t_{0.1\text{-}0.9}$=130-150 пс. При этих значениях времён нарастания и спада импульса фототока ширина полосы пропускания достигает 2-5 ГГц. Фотодиоды характеризуются низкой величиной обратных темновых токов I_d=200-1500 нА при обратном смещении U=−(0.5-3.0) В, высокими значениями токовой монохроматической чувствительности S_λ=1.10-1.15 А/Вт и удельной обнаружительной способностью $D^*(\lambda_{max},1000,1)\approx 0.9\cdot 10^{11}$ Вт$^{-1}\cdot$Гц$^{1/2}\cdot$см на длинах волн 2.0-2.2 мкм.

Проведённые оценки быстродействия $p-i-n$ фотодиода на основе технологически оптимизированной гетероструктуры GaInAsSb/GaAlAsSb с диаметром чувствительной площадки 50 мкм показали потенциальную возможность увеличения частотной полосы пропускания до 10 ГГц.

Быстродействие коммерческих фотодиодов InAs (напр. HAMAMATSU, Teledyne Judson Technologies), работающих в спектральном диапазоне 2.6-4.0 мкм не превышает величины $t_{0.1\text{-}0.9}$=70 мкс. В исследовательской работе [4] сообщается о созданиии фотодиода InAs, который по своим фотоэлектрическим характеристикам сопоставим с коммерческими, а его быстродействие оценивалось величиной ≤1 нс.

1. И.А. Андреев, Н.Д. Ильинская, Е.В. Куницына, М.П. Михайлова, Ю.П. Яковлев, *Физика и техника полупроводников*, **37**, № 8, 974-979, (2003).

2. И.А. Андреев, О.Ю. Серебренникова, Г.С. Соколовский, Е.В. Куницына, В.В. Дюделев, И.М. Гаджиев, А.Г. Дерягин, Е.А. Гребенщикова, Г.Г. Коновалов, М.П. Михайлова, Н.Д. Ильинская, В.И. Кучинский, Ю.П. Яковлев, *Письма в ЖТФ*, **36**, № 9, 43-49, (2010).

3. И.А. Андреев, О.Ю. Серебренникова, Г.С. Соколовский, В.В. Дюделев, Н.Д. Ильинская, Г.Г. Коновалов, Е.В. Куницына, Ю.П. Яковлев, *Физика и техника полупроводников*, **47**, № 8, 1109-1115, (2013).

4. С.С. Кижаев, М.П. Михайлова, С.С. Молчанов, Н.Д. Стоянов, Ю.П. Яковлев, *Письма в ЖТФ*, **24**, № 7, 1-7, (1998).

ФОРМИРОВАНИЕ НАНОЧАСТИЦ СЕРЕБРА НА ПОВЕРХНОСТИ СЕРЕБРОСОДЕРЖАЩИХ СТЕКОЛ ПРИ ОБЛУЧЕНИИ ИМПУЛЬСНЫМ ТВЕРДОТЕЛЬНЫМ ЛАЗЕРОМ

Егоров В.И., Звягин И.В., Сидоров А.И.

Национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

В работе исследуется метод локального формирования наночастиц серебра на поверхности серебросодержащих стёкол при воздействии импульсного твердотельного лазера с длиной волны 0.53 μm и энергией в импульсе 115 mJ. В облучённой области образуются концентрические структуры, содержащие ансамбли наночастиц Ag.

Целью настоящей работы являлось изучение возможности создания наночастиц Ag на поверхности стекла, содержащего ионы Ag, путем воздействия на стекло импульсного излучения неодимового лазера. В экспериментах использовались полированные пластины из натриево-силикатного (soda lime) стекла состава SiO_2-Na_2O-MgO-Al_2O_3-CaO. Ионы Ag вводились в приповерхностные слои стекла методом ионного обмена $Ag^+ \rightarrow Na^+$ в расплаве смеси $AgNO_3$ (5 mol.%) + $NaNO_3$ (95 mol. %) при температуре 350 ^OC в течение 15 min. Воздействие на стекло производилось сфокусированным излучением импульсного Nd:YAG лазера LS-2131M (Lotis TII) с длиной волны 0.53 μm. Диаметр облученной зоны стекла составлял порядка 200-500 μm. Энергия лазерного импульса (в режиме модуляции добротности) составляла 115 mJ при энергии накачки 10.5 J. Средняя плотность энергии в облученной зоне при этом изменялась от E = 2.3 до 5.7 J/cm^2. Длительность лазерного импульса составляла 7 ns. В работе исследовалось воздействие как одиночных импульсов, так и серий импульсов с частотой следования 1 Hz.

Эксперименты показали, что воздействие импульсов твердотельного лазера с E = 2.3-5.7 J/cm^2 на стекло, содержащее ионы Ag, приводит к окрашиванию образца непосредственно внутри облученной зоны. Окраска изменяется от светло-жёлтой к более тёмной по мере увеличения количества импульсов. После воздействия 7-8 импульсов на границе облученной зоны образуется тёмное кольцо. При воздействии 9 и более импульсов в центре облученной зоны также образуется тёмная область. Таким образом, формируется концентрическая структура, которую можно наблюдать визуально.

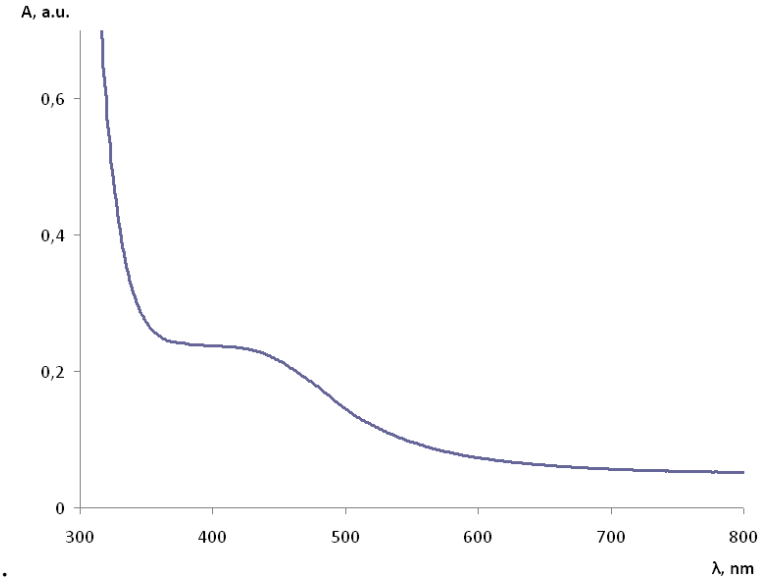


Рис. 1. Спектр поглощения образца после облучения лазером

Воздействие лазера на исследуемые образцы приводит к появлению на спектрах нескольких полос поглощения в интервале 400-500 nm. Такие полосы поглощения характерны для ансамбля близкорасположенных наночастиц Ag с электромагнитным взаимодействием между частицами. Термообработка образцов при температуре 450 ^{O}C в течение 3 h приводит к коротковолновому сдвигу полос поглощения порядка 30 nm.

Воздействие лазерного импульса ведёт к плавлению и испарению тонкого приповерхностного слоя стекла. При этом испаренные компоненты стекла, включая Ag, образуют факел, который поглощает часть лазерного излучения. Нагрев факела в области лазерного луча приводит к термической ионизации его компонентов и образованию плазмы. На границах факела может происходить рекомбинация электронов и ионов и осаждение компонентов стекла вокруг облученной зоны. Формирование наночастиц Ag происходит на границах факела, где концентрация и подвижность атомов Ag относительно высоки.

Осаждение наночастиц Ag на поверхности стекла вокруг облученной зоны сопровождается осаждением других, оксидных компонентов стекла, которые обеспечивают их фиксацию на поверхности стекла за счет формирования на наночастицах Ag диэлектрического слоя. Данное предположение было проверено травлением образца в 10% растворе HNO_3 в течение 15 минут: было обнаружено, что после травления внешний вид и спектры поглощения образцов не претерпевают изменений.

Полученные результаты найдут применение при создании оптических сенсоров и других устройств плазмоники [1].

1. Zayats A.V., Smolyaninov I.I., Maradudin A.A. // *Phys. Reports.* **408.** P. 131. (2005).

КИНЕТИКА ГОЛОГРАФИЧЕСКОЙ ЗАПИСИ В ФОТООТВЕРЖДАМЫХ НАНОКОМПОЗИЦИОННЫХ МАТЕРИАЛАХ

Булгакова В.Г., Ворзобова.Н.Д., Бурункова Ю.Э., Семьина С.А., Денисюк И.Ю.

Национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

Проведены исследования кинетики голографической записи для различных фотополимеризующихся композиционных материалов. Исследовано влияние состава композиции, толщины слоя, частоты наложенной интерференционной картины, длины волны записывающего излучения, условий экспонирования и постэкспозиционной обработки на голографические характеристики дифракционных структур. Получены периодические структуры с дифракционной эффективностью до 60% при толщине слоя 20 мкм.

В последнее десятилетие полимерные материалы и нанокомпозиты на основе наночастиц, внедренных в полимерную матрицу, стали предметом широких научных исследований. Целью работы являлось исследование кинетики формирования периодических структур в интерференционном поле и их дифракционных характеристик. Объектами исследования являлись различные фотополимеризующиеся композиции на основе акриловых мономеров с инициатором фотополимеризации, в том числе, с введением неорганических наночастиц.

В ходе работы исследовалась кинетика изменения дифракционной эффективности в процессе записи, зависимость голографических характеристик структур от состава композиций, частоты наложенной интерференционной картины, толщины

полимеризуемого слоя, длины волны записывающего излучения, длительности экспозиции и условий постэкспозиционной обработки.

Были проведены исследования динамики изменения дифракционной эффективности для различных фотополимеризующихся составов. Показано, что введение наночастиц и увеличение их концентрации приводит к улучшению дифракционных характеристик и принципиально иному механизму формирования дифракционной эффективности по сравнению с мономерными композициями[1-3], определяемому диффузионными процессами в интерференционном поле, в том числе, диффузией наночастиц из освещенных областей в неосвещенные.

Определена зависимость дифракционных характеристик от длины волны записываемого излучения, частоты наложенной картины и постэкспозиционной обработки. Определены пути улучшения дифракционных характеристик и условия получения дифракционной эффективности до 60% при толщине слоя 20 мкм. Определены условия наибольшей свето- и термостойкости, определяющие возможности практического использования материалов.

1. I.Y. Denisyuk, J.A. Burunkova, S. Kokenyesi, V.G. Bulgakova, M.I. Fokina, *Nanocrystals, Sudheer Neralla (Ed.), InTech Europe, Croatia*, p. 81-102, (2012).

2. N.D.Vorzobova, V.G. BuIgakova, N.M. Kalinina, Yu.E. Burunkova, *Mol. Cryst. Liq. Cryst*, **536** , p. 50-57, (2011).

3.N.Suzuki, Y.Tomita, *Applied Physics Letters*, **81**, p.4121-4123, (2002).

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ УФ-ЛИТОГРАФИИ ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЯ ТРЕХМЕРНЫХ МИКРОЛАЗЕРОВ НА ОСНОВЕ ОРГАНИЧЕСКИХ КРАСИТЕЛЕЙ

Собещук Н.О., Биттнер С.*, Лебенталь М.*

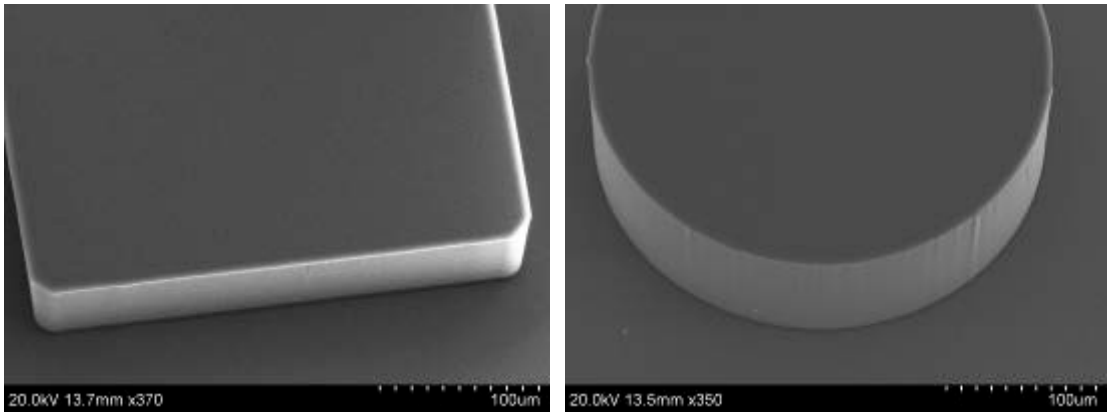
Национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия
*Лаборатория квантовой и молекулярной фотоники, Высшая педагогическая школа Кашан, Кашан, Франция

В ходе исследования была разработана технология получения трехмерных органических микролазеров цилиндрических форм на основе фоторезиста SU8 с добавлением органических красителей. Экспериментально показана возможность генерации излучения в данных структурах при различных энергиях накачки.

В большинстве своем работы по исследованию микрорезонаторов и микролазеров на основе органических и неорганических материалов посвящены плоским резонаторам, толщина которых сравнима с длиной волны, что позволяет рассматривать их как двумерные[1]. В противоположность этому трехмерные микрорезонаторы, т.е. резонаторы, параметры которых по всем трем измерениям сравнимы друг с другом, крайне малоизучены[2]. Такие структуры представляют интерес не только с практической стороны, но и с точки зрения объяснения их спектральных и эмиссионных свойств путем рассмотрения периодических орбит в соответствующей классической биллиардной системе[1,3].

Целью работы являлась разработка технологии, позволяющей получать высокие трехмерные структуры на основе полимерной композиции, легированной красителем, а так же их характеризация. В качестве полимерной матрицы был выбран коммерчески доступный фоторезист SU8, в который с помощью ультразвукового и магнитного

перемешивания вводились различные лазерные красители. Нанесение и варьирование толщины пленок осуществлялось с помощью центрифугирования. Экспозиция при УФ-литографии подбиралась и была различной для различных толщин и красителей. Стандартный процесс пре- и постобработки SU8 был модифицирован. На рисунке 1 приведены примеры полученных микроструктур.



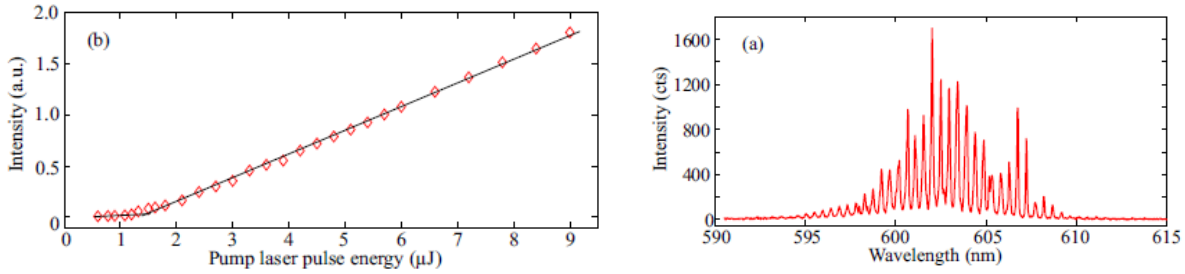
а) б)

Рис. 1. ЭСМ-изображения микрорезонаторов с а) квадратной и б) круглой формой поперечного сечения

Структуры обладают хорошим качеством как вертикальных, так и горизонтальных граней, имея лишь незначительные дефекты. При оптимальной экспозиции отсутствует уширение или искажение формы.

Накачка полученных микрорезонаторов производилась импульсным Nd:YAG лазером с удвоением частоты, генерируемое излучение с помощью системы линз собиралось и направлялось в спектрометр.

На рисунке 2 (а) приведена зависимость интенсивности генерируемого излучения от величины энергии накачки для микролазера высотой 56 микрон, с квадратным поперечным сечением с длиной стороны 150 микрон. Стоит отметить, что пороговое значение импульса накачки для трехмерных микролазеров равно или меньше, чем в случае двумерных микролазеров с тем же сечением и гораздо более высокой концентрацией красителя (0,5% для 3D и 5% для 2D).



а) б)

Рис. 2. а) зависимость интенсивности излучения от энергии накачки и б) эмиссионный спектр для микролазера с квадратным поперечным сечением и толщиной 56мкм

Спектр излучения для данной структуры приведен на рисунке 2 (а), он является схожим со спектрами двумерных структур с соответствующими поперечными сечениями, однако интерпретация наблюдаемого спектра является более сложной задачей по сравнению с 2D структурами в силу объемности резонатора.

1. M. Lebental, N. Djellali, C. Arnaud, J.-S. Lauret, J. Zyss, R. Dubertrand, C. Schmit, and E. Bogomolny, *Phys. Rev. A*, **vol. 76**, p. 023830, (2007).

2. A. J. Das, C. Lafargue,M. Lebental, J. Zyss, and K. S. Narayan, *Appl. Phys. Lett.*, **vol. 99**, p. 263303, (2011).

3. E. Bogomolny, N. Djellali, R. Dubertrand, I. Gozhyk, M. Lebental, C. Schmit, C. Ulysse, and J. Zyss, *Phys. Rev. E*, **vol. 83**, p. 036208, (2011).

ОПТИЧЕСКИЕ ТАММОВСКИЕ СОСТОЯНИЯ НА ГРАНИЦЕ ФОТОННОГО КРИСТАЛЛА И НАНОКОМПОЗИТА С РЕЗОНАНСНОЙ ДИСПЕРСИЕЙ

Бикбаев Р.Г.

Институт Инженерной Физики и Радиоэлектроники
Сибирский Федеральный университет, Красноярск, Россия

Исследуются спектральные свойства фотонно-кристаллической структуры, образованной брэгговским зеркалом, ограниченным нанокомпозитными пленками, которые состоят из металлических наночастиц сферической и эллипсоидальной формы диспергированных в прозрачной матрице и характеризующаяся эффективной резонансной диэлектрической проницаемостью. Изучены оптические таммовские состояния локализованные на границах фотонного кристалла и нанокомпозита.

В последние годы интенсивно исследуются поверхностные электромагнитные волны в фотонных кристаллах (ФК)[1], играющие значительную роль в развитии физики поверхности вследствие чувствительности их характеристик к свойствам поверхности твердых тел. Новые возможности управления светом возникают в наноструктурированных металл - диэлектрических ФК[2]. В данной работе рассматриваются таммовские поверхностные состояния на границе ФК и нанокомпозита, состоящего из металлических наночастиц взвешенных в прозрачной матрице и характеризующегося резонансной эффективной диэлектрической проницаемостью[3] тогда как оптические характеристики исходных материалов резонансных особенностей не имеют. Положение резонанса, который лежит в видимой области света, зависит от диэлектрической проницаемости исходных материалов, концентрации и формы наночастиц. Слой нанокомпозита характеризуется эффективной диэлектрической проницаемостью нанокомпозита ε_{mix}. Эффективная диэлектрическая проницаемость нанокомпозита, со свойствами одноосного вещества, в главных осях представляется в виде тензора

$$\hat{\varepsilon}_d = \begin{bmatrix} \varepsilon_\perp \cos^2\theta + \varepsilon_\parallel \sin^2\theta & 0 & \frac{1}{2}\sin 2\theta \cdot \Delta\varepsilon \\ 0 & \varepsilon_\perp & 0 \\ \frac{1}{2}\sin 2\theta \cdot \Delta\varepsilon & 0 & \varepsilon_\perp \sin^2\theta + \varepsilon_\parallel \cos^2\theta \end{bmatrix}, \qquad (1)$$

В соответствии с моделью Максвелла-Гарнета выражение для параллельной и перпендикулярной составляющих эффективных ДП имеют вид[3]

$$\varepsilon_{\perp,\text{II}} = \varepsilon_d \left[1 + \frac{f(\varepsilon_m - \varepsilon_d)}{\varepsilon_d + (1-f)(\varepsilon_m - \varepsilon_d) L_{\perp,\text{II}}} \right], \qquad (2)$$

где f-фактор заполнения, то есть, доля наночастиц в матрице,

ε_d и $\varepsilon_m(\omega)$ – диэлектрические проницаемости соответственно матрицы и металла, из которого изготовлены наночастицы; ω – частота излучения.

Факторы деполяризации $L_{\perp, \text{II}}$ в (2) зависят от отношения длин полярной a и экваториальной b полуосей эллипсоида вращения, а также от направления поля. Для поля, направленного вдоль оси вращения сфероида фактор L_{II} определяется выражением

$$L_{\text{II}} = \frac{1}{1-\xi^2}\left(1-\xi\frac{arc\sqrt{1-\xi^2}}{\sqrt{1-\xi^2}}\right), \qquad (3)$$

и для поля, направленного перпендикулярно к оси вращения сфероида

$$L_{\perp} = (1-L_{\text{II}})/2, \qquad (4)$$

где $\xi = a/b$. Случай $\xi < 1$ соответствует сплюснутому сфероиду, $\xi > 1$ – вытянутому сфероиду. Случай $\xi \le 1$, для которого $L_{\perp} = L_{\text{II}} = 1/3$ и $\varepsilon_{\perp} = \varepsilon_{\text{II}} = \varepsilon_{mix}$ соответствует шару.

Диэлектрическую проницаемость металла из которого изготовлены наночастицы найдем используя приближение Друде:

$$\varepsilon_m(\omega) = \varepsilon_0 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\gamma)}, \qquad (5)$$

где ε_0 – постоянная учитывающая вклады межзонных переходов связанных электронов, ω_p – плазменная частота, γ – величина обратная времени релаксации электронов.

Спектры пропускания волн, распространяющихся в ФК, исследуем, методом матрицы переноса. В качестве материалов чередующихся слоев ФК рассматриваем двуокись циркония (ZrO_2) с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon_a = 4{,}16$ и двуокись кремния (SiO_2) с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon_b = 2{,}10$. Толщины слоев соответственно $d_a = 50$ нм и $d_b = 74$ нм. Диэлектрический слой нанокомпозита толщиной $d_{mix} = 150$ нм состоит из серебряных наношаров или эллипсоидов взвешенных в прозрачном оптическом стекле. Для серебра $\varepsilon_0 = 5{,}00$, $\omega_p = 9$эВ, $\gamma = 0{,}02$ эВ, для стекла $\varepsilon_d = 2{,}56$.

На (Рис.1) приведен спектр пропускания для излучения падающего нормально на образец. Из рисунка вино, что в запрещенной зоне затравочного ФК возникает полоса пропускания, соответствующая таммовскому состоянию на границе системы ФК-нанокомпозит.

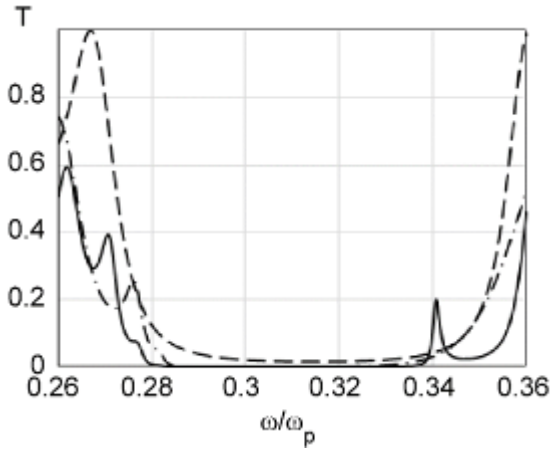
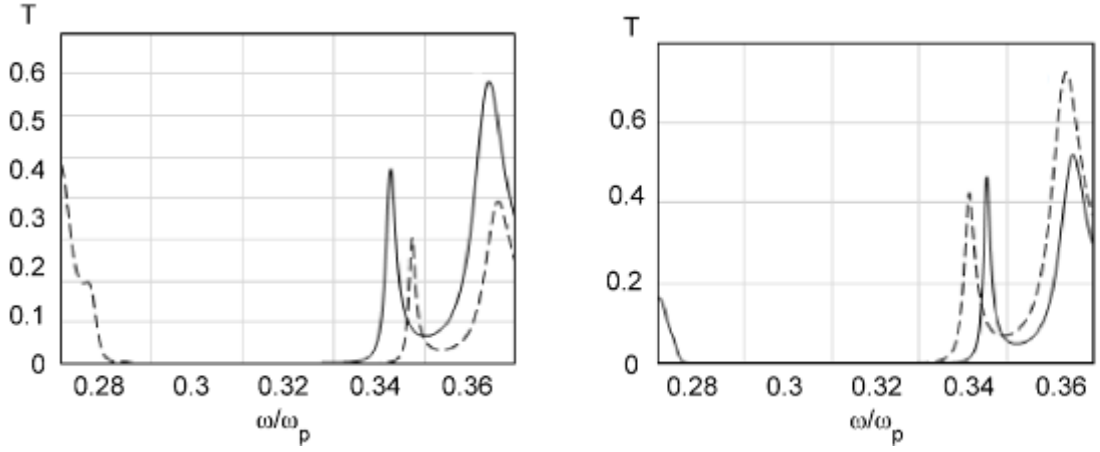


Рис. 1. Коэффициенты пропускания как функции частоты при нормальном падении света на ФК (штриховая линия), на слой нанокомпозита (штрихпунктирная линия) и на ФК, сопряженный со слоем НК (сплошная линия). Толщина слоя НК $d_{mix} = 150$ нм, f=0.2

Найденное оптическое таммовское состояние существует лишь в весьма узком частотном интервале, в котором нанокомпозит подобен металлу (Re $\varepsilon_{mix}<0$).

Новые особенности в спектре пропускания возникают при исследовании таммовских оптических состояний, локализованных на краю фотонного кристалла, ограниченного анизотропным слоем нанокомпозита. В этом случае НК состоит из серебряных наночастиц в форме эллипсоидов вращения, диспергированных в прозрачной стеклянной матрице

Поляризационная чувствительность спектра пропускания иллюстрируется на (Рис. 2.). Видно, что, в зависимости от поляризации падающего света, положение пиков ОТС в запрещенной зоне разнесено и составляет 5.4 нм и 4.5 нм соответственно для случаев диспергированных в НК наночастиц сплюснутой (рис. 2a) или вытянутой (рис. 2b) эллипсоидальной формы.



а) б)

Рис. 2. Спектры пропускания системы для перпендикулярной (сплошная линия) и параллельной (штриховая линия) (по отношению к оптической оси НК) поляризации света при ξ=0.8 (a) и ξ=1,2 (b) ; f=0.3, d_{mix}=100 нм

Таким образом, показана возможность реализации оптических таммовских состояний на границе фотонного кристалла и нанокомпозита.

1. Виноградов А.П., Дорофеенко А.В., Мерзликин А.М., Лисянский А.А. УФН, т 180, №3, (2010).

2. Ветров С.Я., Авдеева А.Ю., Тимофеев И.В. // ЖЭТФ, т. 140, в. 5, с. 871-878 (2011)

3. Ораевский А.Н., Проценко И.Е. // Письма в ЖЭТФ, 72, 641 (2000).

СПЕКТРАЛЬНАЯ МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЯ ЭФФЕКТИВНОСТИ ОРГАНИЧЕСКИХ СОЛНЕЧНЫХ БАТАРЕЙ

Бобкова О.Д., Гаврик А.Ю., Бруевич В.В., Паращук Д.Ю.

Физический факультет, МГУ имени М.В. Ломоносова, Москва, Россия

Предложена и апробирована оригинальная лабораторная спектральная методика измерения эффективности органических фотоэлементов, с помощью которой получены более точные, по сравнению со стандартной методикой, значения КПД для наиболее исследованных полимер-фуллереновых образцов.

В последние годы ведутся активные исследования в области использования органических материалов для фотовольтаики[1].

Для эффективного взаимодействия между научными группами, работающими в области органической фотовольтаики, важно иметь возможность точно измерять коэффициент полезного действия (КПД) фотоэлементов в лабораторных условиях, потому что на данном этапе развития этой области даже небольшое увеличение эффективности считается значительным достижением. Стандартная методика измерения эффективности фотоэлементов, основанная на использовании опорного образца для калибровки имитатора Солнца, имеет ряд ограничений, накладываемых на спектры опорного образца и источника света. В качестве опорного фотоэлемента используется кремниевый фотодиод, спектр чувствительности которого сильно отличается от спектра чувствительности органических фотоэлементов. Из-за этого требуется применение светофильтра KG5. Несоблюдение данных ограничений может привести к возникновению ошибки в результатах из-за отличий спектральной чувствительности измеряемого и опорного образцов (рис.1) и несовпадения спектров реального и идеального источников света[2] (рис. 2).

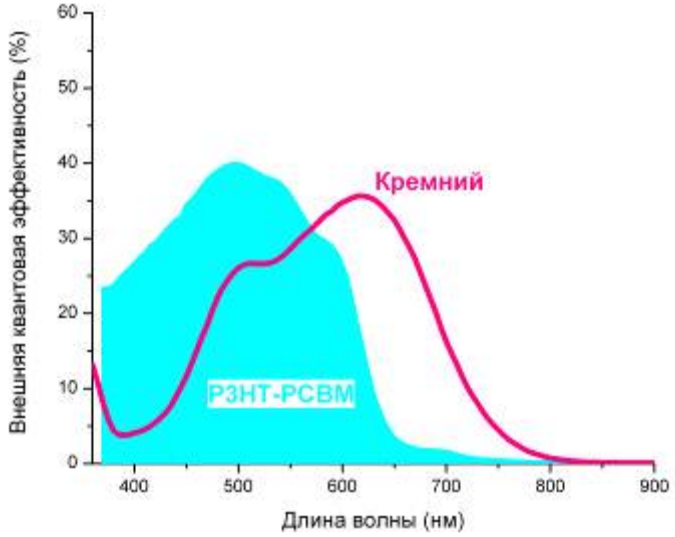


Рис.1. Спектры чувствительности органического фотоэлемента на основе полимера P3HT и фуллерена PCBM и кремниевого фотодиода с фильтром KG5

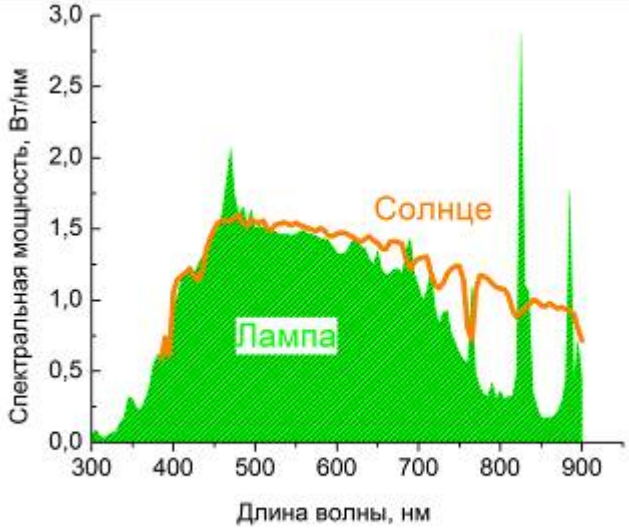


Рис.2. Спектральная мощность света лампы – имитатора Солнца Newport и солнечного света AM1,5G

Таким образом, использование стандартной методики не позволяет провести точный расчёт КПД для органических фотоэлементов. Для удобства работы и повышения точности измерения КПД фотоэлементов независимо от спектра их чувствительности в рамках новой спектральной методики предлагается применение калиброванного спектрометра вместо традиционно используемого опорного образца.

В работе использовалась спектральная методика измерения фотоэлектрических параметров органических фотоэлементов для последующего расчёта их КПД, которая включает в себя несколько этапов. Производится измерение относительного спектра внешней квантовой эффективности исследуемого фотоэлемента и спектра интенсивности имитатора Солнца, рассчитывается несоответствие между фототоками, полученными при освещении реальным и идеальным источниками, после чего это несоответствие минимизируется путем настройки имитатора Солнца, измеряются вольт-амперные характеристики исследуемого образца, и рассчитывается его КПД с учётом несоответствия. Применение данной методики возможно для определения эффективности различных типов солнечных фотоэлементов: полимерных, гибридных, фотоэлектрохимических.

В данной работе при помощи спектральной методики найдены значения эффективности различных фотоэлементов. В дальнейшем полученные результаты были сопоставлены со значениями КПД, измеренными по стандартной методике. Например, для фотоэлементов на основе полимера поли(3-гексилтеофена) и фуллерена [6,6]-метилового эфира C_{61} масляной кислоты (P3HT-PCBM) КПД, рассчитанный по спектральной методике, составил 2.2%, что на 13% меньше значения КПД 2.5%, получающегося по стандартной методике. Использование спектральной методики значительно упрощает задачу нахождения погрешности результатов по сравнению со стандартной методикой. Основной вклад в погрешность спектральной методики вносит ошибка измерения внешней квантовой эффективности с помощью фотодетектора. Погрешность определения КПД по спектральной методике составляет не более 4%, что говорит о существенности разницы между двумя полученными значениями КПД. В докладе обсуждаются причины возникновения обнаруженных различий в результатах измерения КПД по разным методикам.

1. Heliatek Press Release, "Heliatek consolidates its technology leadership by establishing a new world record for organic solar technology with a cell efficiency of 12%", (2013).

2. V. Shrotriya, et al., "Accurate measurement and characterization of organic solar cells", *Advanced Functional Materials*, **16**: pp. 2016-2023, (2006).

УПРАВЛЕНИЕ ЛАЗЕРНЫМИ ПУЧКАМИ С ПОМОЩЬЮ ЖИДКОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДНЫХ И ДИФРАКЦИОННЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

Казак А.А., Комар А.А., Кабанова О.С., Оленская И.И., Мельникова Е.А., Толстик А.Л.

Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь

Представлен метод создания управляемых, пространственно структурированных, дифракционных и волноводных ЖК элементов на основе нематического жидкого кристалла и фотополимера. Показана возможность реализации полного внутреннего отражения на границе раздела двух мезофаз и формирования сингулярных световых пучков.

В настоящее время разработаны различные типы и способы формирования управляемых дифракционных ЖК элементов [1-6]. В первых работах для управления дифракцией использовались оптоэлектронные структуры «рельефная решетка – жидкий кристалл». Начальная ориентация директора ЖК задавалась с помощью механически натёртого слоя поливинилового спирта. Альтернативным способом являлось использование электродов специальной формы, позволяющих сформировать пространственно модулированную ориентацию директора ЖК. Одним из перспективных направлений развития технологии создания элементов, управляющих световым полем, является применение ориентирующих фотополимеров для ориентации ЖК. Полимеры, используемые в работе, включающие бензальдегидные фрагменты в качестве боковых групп, обладают фоточувствительными свойствами, демонстрируя, в частности, фотонаведенное двулучепреломление. Их фотоанизотропия устойчива, т.к. связана с образованием ориентированных сшивок между макромолекулами под действием поляризованного УФ излучения. Полученные результаты показывают, что под действием поляризованного УФ излучения в объеме полимерного материала и на его поверхности наводится оптическая анизотропия, в результате чего поверхность приобретает свойства ЖК-ориентанта.

Разработанная ЖК-ячейка состоит из двух стеклянных пластин с прозрачными электродами из окиси индия, на каждую из которых нанесен слой фоточувствительного полимера толщиной ~ 0,1 мкм методом центрифугирования из 2% раствора полимера в этилацетате. Экспонирование проводилось коллимированным УФ излучением, поляризованным в результате отражения от кварцевой пластины под углом Брюстера. Время экспонирования выбиралось таким образом, чтобы степень превращения фоточувствительного компонента составляла не менее 90%..

Для создания элементов, формирующих световые пучки с заданными свойствами, предложено использовать специально синтезированные дифракционные структуры на основе ЖК. Для решения этой задачи нами предложено использование амплитудной маски-транспаранта на кварцевом стекле, через которую производится экспонирование одного из слоев-ориентантов. Для демонстрации работоспособности метода был создан транспарант, позволяющий формировать сингулярный световой пучок. Профиль транспаранта был рассчитан заранее и представлял собой картину интерференции когерентной плоской волны с сингулярным пучком. Второй слой был равномерно засвечен излучением, поляризованным ортогонально относительно излучения, засвечивающего первый слой. Анализ зависимости дифракционной эффективности от приложенного электрического напряжения (рис. 1.) показал, что для элемента, представляющего фазовую ЖК структуру, формирующую сингулярный пучок, существует оптимальное напряжение 1,7 В, при котором дифракционная эффективность близка к 20%. Более высокая дифракционная эффективность (до 27%), близкая к предельному значению для тонких фазовых голограмм, была получена при использовании гауссовых световых пучков.

Для создания волноводных элементов были разработаны и экспериментально реализованы два метода формирования границы раздела двух различных топологий ориентации директора нематического ЖК. В одном случае использовался пространственно структурированный электрод, позволяющий формировать границу раздела с помощью внешнего электрического поля. Во втором случае две планарные ортогонально ориентированные фазы ЖК создавались с помощью фотоориентанта.

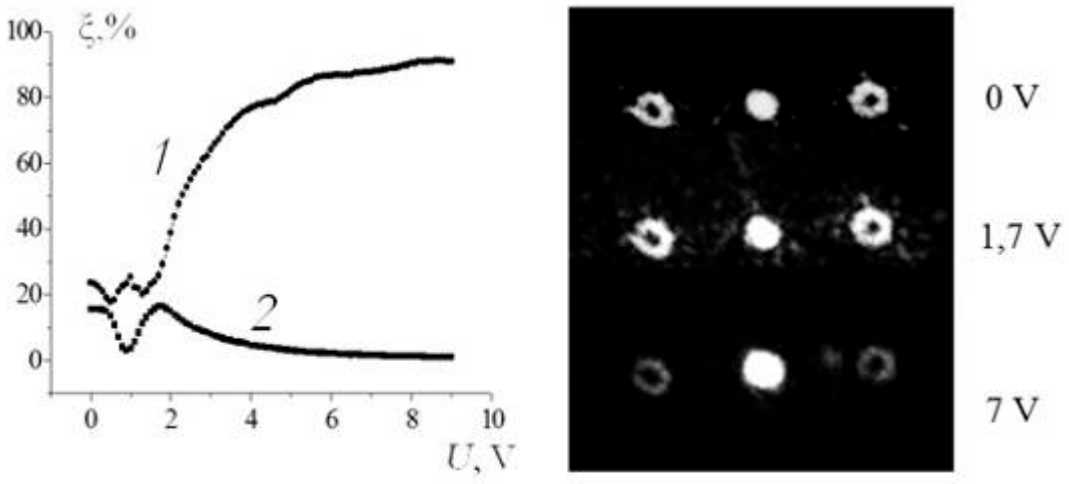
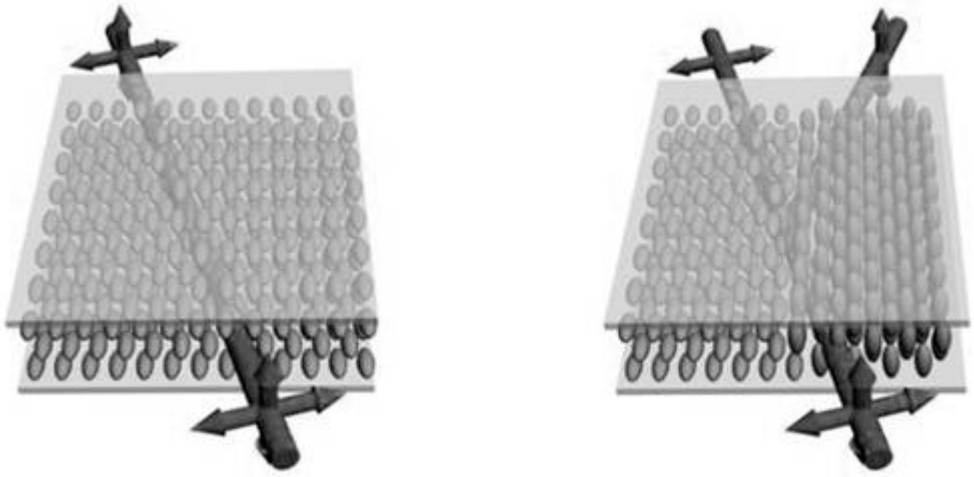


Рис. 1. Зависимости дифракционной эффективности от напряжения. 1 – нулевой, 2 - первый порядки дифракции, и фотографии дифрагированных световых пучков.

Необходимым условием получения эффекта полного внутреннего отражения является создание в объеме ЖК ячейки двух областей с показателями преломления, соответствующими обыкновенной и необыкновенной волнам. Принцип работы формируемой ЖК структуры с использованием внешнего электрического поля показан на рис. 2. При отсутствии поля ЖК сориентирован планарно во всем объеме ячейки, при этом обе компоненты поляризации света распространяются прямолинейно (рис. 2, *а*). При включении напряжения, электрическое поле, в области, где оно приложено, ориентирует ЖК гомеотропно.



а *б*

Рис. 2. Принцип отражения света от ЖК-границы.

При введении света со стороны гомеотропной ориентации ЖК для вертикальной составляющей поляризации света будет возбуждаться необыкновенная волна, а в области с планарной ориентацией – обыкновенная. В этом случае при определенных углах падения можно получить эффект полного внутреннего отражения (рис. 2, *б*). В то же время, для излучения с горизонтальной поляризацией в обеих областях ЖК возбуждается обыкновенная волна и свет распространяется прямолинейно. При использовании нескольких границ мезофаз в объеме ЖК создаются волноводные структуры для определенной поляризации падающего излучения. Пример такой структуры с периодом 20 мкм представлен на рис. 3.

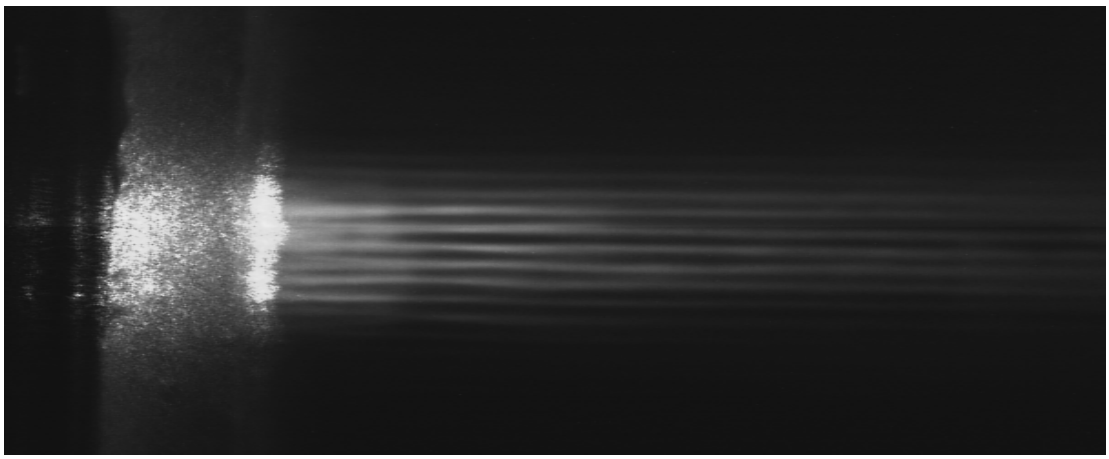


Рис. 3. Волноводное распространение света в пространственно структурированном ЖК.

Таким образом, разработанные методы и технологии создания ЖК элементов позволяют управлять лазерным излучением, изменяя его пространственную, поляризационную и фазовую структуру. Определены оптимальные режимы работы управляемых дифракционных элементов, позволяющих формировать сингулярные пучки с различными топологическими зарядами. Использование эффекта полного внутреннего отражения на границе двух мезофаз позволяет реализовать разделение поляризационных компонент и создавать волноводные ЖК структуры.

1. P. Pagliusi, G. Gipparrone *J. Opt. Soc. Am. B.* **21**. N.5. p.996, (2004).
2. T.-H. Li, A.Y. Fuh. *Opt. Lett*. **30**. N.11. p.1390, (2005).
3. H. Sarkissian, S.V. Serak, N.V. Tabiryan et al. *Opt. Lett*. **31**. N.15. p.2248, (2006).
4. V. Kapoustine, A. Kazakevitch, V. So, R. Tam. *Opt. Commun*. **266**. N.1. p.1. (2006).
5. В.В. Беляев, Е.М. Кушнир, А.В. Клыков, В.И. Цой, *Оптический журнал*. **72**. №9. с.86. (2005).
6. Y.J. Liu, X.W. Sun, Q. Wang, D. Luo. *Opt. Express.* **15** №.25, p.p.16645-16650, (2007).

СТЕНДОВЫЕ ДОКЛАДЫ

ВЛИЯНИЕ ИОННОГО ОБМЕНА «СЕРЕБРО-НАТРИЙ» НА ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЮ МУЛЬТИХРОМНЫХ СТЕКОЛ С ИОНАМИ ЦЕРИЯ

Дёмичев И.А.*, Сгибнев Е.М.*, Хрущева Т.А.**

*Национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия
** СПбГПУ, Санкт-Петербург, Россия

Установлено, что люминесценция мультихромных стекол с серебром и церием зависит от метода ввода серебра. Люминесценция появляется уже после ионного обмена, облучение ртутной лампой снижает ее интенсивность, термообработка – увеличивает. Приведены механизмы, участвующие в процессе.

Люминесцентные стекла с нейтральными атомы и молекулярные кластеры серебра Ag_n (n = 1-15), представляют практический интерес для создания высокоэффективных фотоэлектрических преобразователей для солнечной энергетике, белых светодиодов, волоконных сенсоров.[1]

Нейтральные молекулярные кластеры (МК) Ag_n имеют интенсивную люминесценцию в видимой области спектра при возбуждении люминесценции в диапазоне $\lambda = 350 – 420$ нм.[2] Известны исследования люминесценции серебра в фото-термо-рефрактивных (ФТР) стеклах,[2,3] однако в нашей работе серебро не присутствовало в шихте стекла, а вводилось при помощи ионного обмена (ИО).[4]

Основной целью мы ставили исследование особенностей люминесценции молекулярных кластеров серебра в силикатных стеклах, после введения серебра методом ИО. Также исследовалось влияние концентрации ионов церия, УФ облучения и термообработки (ТО) на люминесцентные свойства таких стекол.

Образцы были изготовлены на кафедре ОТиМ, НИУ ИТМО. Стекла имели состав Na_2O-ZnO-Al_2O_3-SiO_2-NaF с добавками церия (0,02, 0,05 и 0,09 мол. %). Ионный обмен проводился из расплава $AgNO_3$ (5 %) + $NaNO_3$ (95 %) при температуре 315 °C, в течение 15 минут. Спектры люминесценции измерялись на волоконном спектрометре StellarNet при возбуждении люминесценции излучением с длиной волны 405 нм.

После варки в ФТР-стеклах с серебром, серебро находится в нем виде ионов и молекулярных ионов (Ag_n^{m+}), которые имеют полосу возбуждения люминесценции в ультрафиолетовой (УФ) области спектра и поэтому не возбуждаются на длине волны 405 нм. При УФ облучении в полосу поглощения ионов церия Ce^{3+} ($\lambda = 305 – 315$ нм) ионы церия отдают в стекло электроны, которые могут быть захвачены ионами серебра. Это позволяет перевести часть ионов и молекулярных ионов серебра в нейтральное состояние. Поэтому в таких стеклах после УФ-обработки появляется интенсивная люминесценция. Последующая термообработка при температуре выше температуры стеклования приводит к формированию нанокристаллов серебра, обладающих металлическими свойствами и плазмонным резонансом.[5]

Метод ИО[4] позволяет сформировать вблизи поверхности стекла слой, содержащий высокую концентрацию серебра. При этом данный слой приобретает свойства градиентного оптического волновода за счет пропорциональной связи концентрации серебра в стекле и его показателя преломления.[4] Как показали наши предварительные эксперименты, часть серебра в этом слое находится не в виде ионов, а в виде нейтральных молекулярных кластеров, что обеспечивает интенсивную люминесценцию стекла в видимой области спектра при возбуждении люминесценции излучением с $\lambda = 405$ нм

непосредственно после ИО. После облучения УФ-излучением её интенсивность заметно снизилась, что можно видеть на рис. 1.

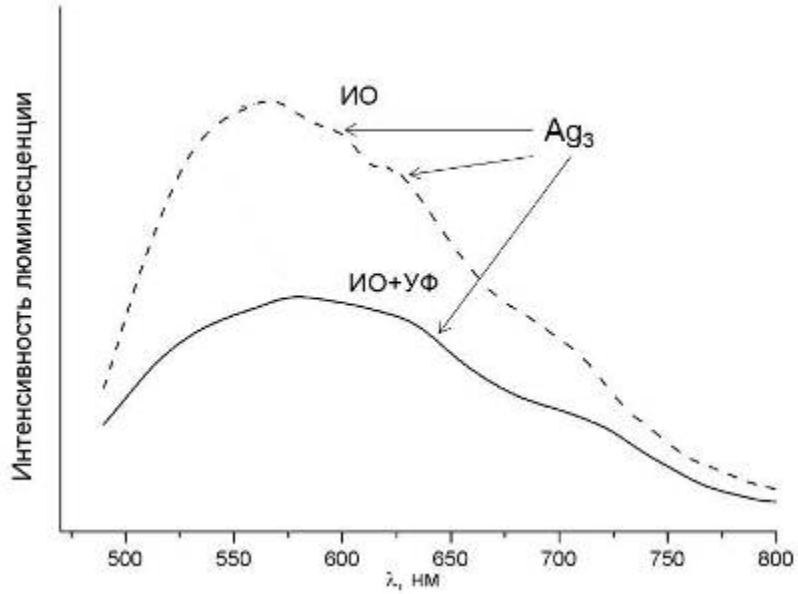


Рис.1. Спектры люминесценции образца с наибольшей концентрацией церия после ИО; после ИО и УФ. Стрелками показаны и предположительные центры люминесценции – молекулярные кластеры серебра Ag_3

Термообработка (ТО) при 350ºС в течение трех часов существенно увеличила интенсивность люминесценции. Качественный состав спектра остался без изменений. На всех стадиях обработки наблюдается рост поглощения образцов. После ТО на спектре поглощения появляется плазмонный пик в области 370-450 нм. Отмечается прямопропорциональная зависимость интенсивности люминесценции от концентрации церия в образце.

Наличие в мультихромных стеклах, прошедших серебряно-натриевый ионный обмен, нейтральных МК серебра, обусловило люминесценцию в спектральной области 500 – 750 нм. Облучение ртутной лампой могло вызвать фотоионизацию МК с образованием электронов, удерживаемых дефектами структуры стекла, что привело к повторному образованию молекулярных ионов серебра (Ag_n^{+m}) и к снижению интенсивности люминесценции. ТО высвободила большую часть электронов из дефектов, которые восстановили Ag_n^{+m} до МК, которые привели к восстановлению интенсивной люминесценции. Дальнейшая агрегация МК при ТО привела к образованию наночастиц, о чем свидетельствовало появление полосы плазмонного поглощения. Влияние церия связывается с увеличением количества свободных электронов в образце при облучении УФ-излучением.

Результатом работы стало определение влияния серебряно-натриевого ионного обмена на люминесценцию и поглощение мультихромных силикатных стекол с церием. Сделанный анализ экспериментальных результатов позволяет также говорить о различии форм серебра в составе стекол, подвергнутых ионному обмену и стекол, содержащих серебро после варки, как в исходном виде, так и после УФ-облучения и термообработки.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант № 12-02-31455.

1) A. Shah, Thin-film silicon solar cells, *EPFL Press*, 2010. – 430 p.
2) Е.В. Колобкова, Е.В. Никоноров, А.И. Сидоров, Т.А. Шахвердов, *Опт. и спектр.*, **114**, с. 93-97, (2013).
3) L. Glebova, D. Ehrt, L. Glebov, *Phys. Chem. Glasses: Eur. J. Glass Sci. Technol. B.*, **48**, pp. 328-331., (2007).

4) A. Tervonen, B. R. West, S. Honkanen, *Opt. Engineering*, **50**, № 071107, (2011).
5) U. Kreibig, M. Vollmer, Optical properties of metal clusters, *Berlin.: Springer-Verlag*, 2010. – 532 p.

МНОГОЭЛЕМЕНТНАЯ 3D ПРЕЛОМЛЯЮЩАЯ РЕНТГЕНОВСКАЯ ЛИНЗА

Кравченко О.И., Яскевич Ю.Р., Сорока И.И., Чембровский А.Г., Мудрецов И.Л., Колесник А.С., Петров П.В., Кольчевский Н.Н.

Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь

Предлагается новая конструкция преломляющей рентгеновской линзы – 3D линзы. 3D линза представляет собой гексагональную упаковку микропузырей. Обсуждаются оптические характеристики 3D линз и оптических систем на их основе.

Размер синхротронного пучка на входе в рентгеновскую линзу во много раз превышает апертуру составной преломляющей рентгеновской линзы[1,2]. Для решения данной проблемы предлагается использовать преломляющую 3D-линзу[3]. Процесс получения 3D линзы основан на вспенивании полимеров пузырьками воздуха. Сгенерированные пузырьки воздуха формируют гексагональную структуру, которая определяет рентгенооптические свойства 3D многоэлементной преломляющей линзы.

Гексагональная структура содержит выделенные направлениях по которым излучение может фокусироваться и 3D линза работает как набор параллельно расположенных линз. Угловое положение 3D линзы относительно пучка определяет ее фокусное расстояние, пропускание, числовую апертуру, разрешение и т.д. В особых направлениях гексагональная структура поглощает и рассеивает падающее излучение, что позволяет юстировать систему, и использовать 3D линзу в качестве порогового фильтра. Гексагональная структура 3D линзы приводит к упорядоченной структуре фокусных пятен, что позволяет использовать ее для целей рентгеновской литографии.

Рассматриваются оптические системы на основе двухлинзовых систем. Две многоэлементных преломляющих линзы могут создавать реальные изображения объекта. Первая трехмерная преломляющая рентгеновская линза создает изображение, представляющее собой перевернутые сегменты объекта. Вторая трехмерная преломляющая рентгеновская линза создает дважды перевернутые сегменты изображения и создает реальное изображение объекта. Применение двухлинзовых объективов позволяет получать большие коэффициенты увеличения оптической системы, что является важным для целей рентгеновской микроскопии и методов малоуглового рассеяния.

1. A. Snigirev, V. Kohn, I. Snigireva and B. Lengeler,// *Nature.* **384**, P.49., (1996)
2. Dudchik Yu.I., Kolchevsky N.N. // *Nucl.Instrum.* Meth. A., **421,** P.361, (1999)
3. Жданович И.В., Мудрецов И.Л., Петров П.В., Кольчевский Н.Н.// *Молодежь в науке 2012, Вести НАН,* **3,** с.88-90. (2012)

УСТАНОВКА ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ТОЛЩИН ITO-ПОКРЫТИЙ

Перчик А.В., Толстогузов В.Л., Стасенко К. В.*, Цепулин В. Г.*

НОЦ "Фотоника и ИК техника" МГТУ им. Н.Э. Баумана, Москва, Россия
*Кафедра "Лазерные и оптико-электронные приборы"
МГТУ им. Н.Э. Баумана, Москва, Россия

В докладе описана установка для определения пространственного распределения толщин тонких пленочных ITO-покрытий, созданная на основе перестраиваемого акустооптического фильтра изображений.

Токопроводящие пленочные покрытия широко используются при производстве прозрачных электродов жидкокристаллических экранов, органических светодиодов (OLED) и сенсорных экранов (Touchscreen). Для нанесения таких покрытий необходим прозрачный в видимой области материал, обладающей электрической проводимостью, сравнимой с проводимостью металлов. Подобными свойствами обладает оксид индия-олова (англ. indium tin oxide или сокращённо ITO), представляющий собой твёрдый раствор оксидов индия (III) 90% и олова (IV) 10%.

Контроль качества поверхности таких покрытий (наличие или отсутствие царапин, сколов, неравномерности нанесения, разрывов дорожек) является важной задачей при их производстве, т.к. наличие дефектов может оказать негативное влияние на характеристики индикаторов.

На рис. 1 представлена экспериментальная установка, состоящая из источника излучения (сверхяркого светодиода), исследуемого образца, микрообъектива, перестраиваемого акустооптического фильтра изображений, ПЗС-приемника.

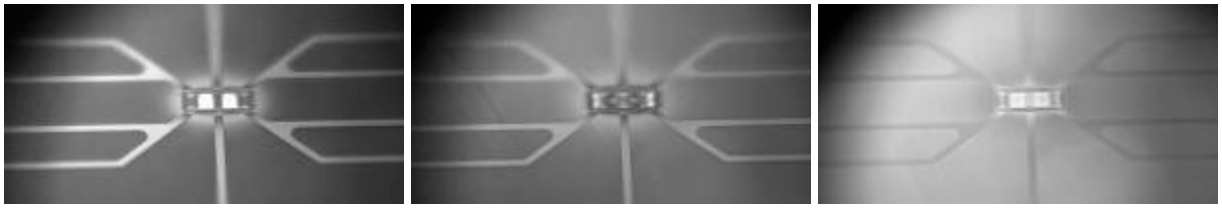
Для повышения контраста изображения ITO пленки образец освещается линейно поляризованный излучением под углом Брюстера, рассчитанным для показателя преломления подложки, при этом излучение отражается только от пленки.

Рис. 1. Экспериментальная установка

Акустооптический фильтр изображений работает следующим образом. В одноосном двулучепреломляющем кристалле (парателлурит, кварц и др.) с помощью пьезопреобразователя возбуждается ультразвуковая волна, которая за счет упругооптического эффекта наводит в среде периодическую структуру, состоящую из зон повышенного и пониженного показателя преломления для необыкновенного луча. Для проходящего через кристалл излучения такая структура рассматривается как фазовая

дифракционная решётка. В результате взаимодействия в таком фильтре образуется дифрагировавший пучок света на длине волны, определяемый частотой возбуждающего ультразвука. Этот пучок выделяется с помощью поляризатора.

На рис. 2 представлены спектральные изображения исследуемых пленок на разных длинах волн.



а) б) в)

Рис. 2. Спектральные изображения пленочного покрытия:
а) на длине волны 430 нм, б) 500 нм, б) 640 нм

Из анализа спектра пропускания различных областей объекта можно построить пространственное распределение толщины нанесенного ITO-покрытия.

Создана экспериментальная установка для определения пространственного распределения толщин тонких пленочных ITO-покрытий бесконтактным спектральным оптическим методом.

1. H. Kim, C.M. Gilmore, A. Pique, J.S. Horwitz, H. Mattoussi, H. Murata, Z.H. Kafafi, D.B. Chrisey, *Journal Of Applied Physics*, volume **86**, number 11, pp.6451-6461.

2. В.И. Пустовойт, В.Э. Пожар, Е.А. Отливанчик, С.В. Боритко, А.В. Перчик, *Успехи современной радиоэлектроники*, **2007**, №8, с.48-564.

ФОТОПРОВОДИМОСТЬ И ЭФФЕКТ ПЕРЕКЛЮЧЕНИЯ СОПРОТИВЛЕНИЯ В ГРАНУЛИРОВАННЫХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛЕНКАХ

Гладских И.А.

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

В данной работе приведены результаты экспериментальных исследований по проводимости и фотопроводимости гранулированных металлических пленок на поверхности подложек из прозрачных диэлектриков. Исследовано влияние излучения на проводимость пленок. Обнаружен эффект переключения сопротивления у пленок на пороге перколяции.

Среди наночастиц простых веществ особое место занимают металлические наночастицы, а также их ансамбли – гранулированные металлические пленки, расположенные на диэлектрических подложках. Пристальное внимание к ним объясняется особенностями их электронной структуры, с одной стороны, а с другой – относительной простотой их получения для экспериментальных исследований. Делокализованные электроны в металлических наночастицах определяют характер их поведения в процессах взаимодействия с внешними полями. В этих процессах наиболее интересной особенностью, вызывающей в последнее время повышенный интерес экспериментаторов и теоретиков, оказались сильные коллективные эффекты в электронной системе, определяющие реакцию наночастиц на внешнее возмущение.

В данной работе исследовались оптические и электрические свойства гранулированных металлических пленок на поверхности прозрачных диэлектриков.

Гранулированные пленки изготавливались методом термического напыления серебра в вакууме при давлении остаточных газов не более $5 \cdot 10^{-7}$ Торр на поверхность сапфировых подложек, в зазор (3 мм × 2 см) между заранее приготовленными электродами, в вакуумной напылительной камере Kurt J. Lesker PVD 75. Спектры оптической плотности измерялись с помощью спектрофотометра СФ-56. Электрические характеристики измерялись с помощью пикоамперметра Keithley – 6487.

Были исследованы пленки толщиной от 5 нм до 15нм. Обнаружено, что при напылении серебра на поверхность сапфировой подложки с высокой скоростью (0,5 Å/с) образовывается проводящая пленка с сопротивлением порядка кОм. После напыления гранулированные пленки подвергались термическиой обработке. Во время отжига пленки происходит перераспределение материала с образованием отдельных частиц. При этом наблюдался нелинейный рост сопротивления во времени и резкий скачек сопротивления до значений $10^{12} \div 10^{14}$ Ом после 40÷60 минут прогрева при 120° С. Резкое увеличение сопротивление может говорить о разрыве проводящей металической структуры между электродами.

После отжига пленки преобретали эффект переключения сопротивления, при этом оптические свойства и морфология пленок практически не изменяется. При напряжениях меньше пороговых сопротивление пленок было больше 10^{12} Ом. Однако, при подаче порогового напряжения сопротивление падает до сотен килоОм. При понижении напряжения гранулированные металлические пленки могут как переходить в высокоомное состояние (при напряжении меньших порогового), так и остаться в низкоомном состоянии, в зависимости от толщины пленки.

Были исследованы фотоэлектрические свойства гранулированной пленки серебра на поверхности сапфировой подложки состоящей из отдельных наночастиц диаметром примерно 20 нм и таким же расстоянием между частицами. Измерены вольтамперные характеристики этой пленки в вакууме и на воздухе. Оказалось что ее сопротивление на воздухе $\rho_{пов} = 2{,}5 \cdot 10^{14}$ Ом/□ в два раза больше, чем в вакууме $\rho_{пов} = 1{,}25 \cdot 10^{14}$ Ом/□, что говорит о сильном влиянии адсорбированных молекул газа на проводимость пленки. Были измерены температурные зависимости проводимости этой пленки, которые показывают, что проводимость осуществляется по активационному механизму, причем с ростом температуры проводимость пленки увеличивается, что говорит о не металлической природе проводимости. Энергия активации проводимости островковой пленки серебра на сапфировой подложке составила 0,48 в вакууме и 0,2 на воздухе. Получен спектр фотопроводимости островковой пленки серебра на сапфировой подложке в вакууме (как токовая добавка к темновому току) от длины волны падающего на пленку излучения, который хорошо согласуется со спектром оптической плотности этой пленки. Оказалось, что при облучении длинноволновым излучением (с энергией фотонов <2,7 эВ) проводимость уменьшается, а при облучении коротковолновым – увеличивается. Для более детального исследования этого эффекта сняты температурные зависимости фототока при облучении пленки непрерывными полупроводниковыми лазерами с длинами волн 532нм и 440 нм, попадающие в обе эти области. На основании перечисленных выше результатов сделан вывод о механизме проводимости таких систем, который заключается в переносе заряда по ловушкам в приповерхностном слое подложки (сапфира), находящиеся вблизи уровня Ферми металла, от островка к островку.

СХЕМНОЕ РЕШЕНИЕ УСТАНОВКИ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ОШИБОК ВОЛНОВОГО ФРОНТА СОВРЕМЕННЫМ КОЛИЧЕСТВЕННЫМ ТЕНЕВЫМ МЕТОДОМ ПОВЫШЕННОЙ ТОЧНОСТИ

Зацепина М.Е., Кирилловский В.К.

Национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

Работа направлена на модернизацию и компьютеризацию теневого метода ножа Фуко, создание возможности получения из полутоновой теневой картины полной карты деформаций волнового фронта поверхности и аберраций системы, таблицы коэффициентов Цернике, возможности расчёта основных характеристик качества изображения.

Традиционный теневой метод ножа Фуко позволяет визуализировать деформации волнового фронта, связанные с аберрациями оптических систем или ошибками оптических поверхностей, когда пятно рассеяния, построенное исследуемой системой, наполовину перекрывается непрозрачной заслонкой с прямолинейным лезвием – ножом Фуко.

Главным недостатком метода являются проблемы с количественной интерпретацией теневой картины, нерешенность на практике задачи восстановления полной карты деформаций волнового фронта, что обусловливает применение метода преимущественно при технологическом контроле в форме качественных оценок состояния оптических поверхностей, аберраций, дефектов оптических материалов, элементов и систем.[1]

Для устранения этой проблемы нами выполняются исследования, основанные на компьютерной трансформации теневой картины (тенеграммы) ножа Фуко в изображение системы полос, аналогичных интерферограмме сдвига для контролируемой поверхности.

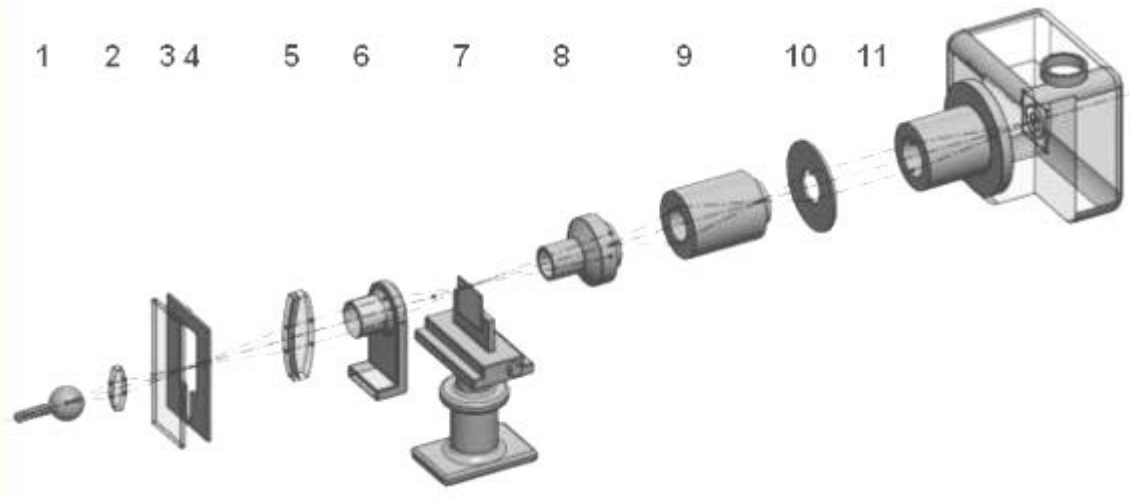


Рис. 1. Схема компьютеризированной теневой установки

1 – лампа с прямоугольной спиралью, 2 – матированный конденсор, 3 - спектральная щель, 4 – диафрагма для выделения рабочего участка щели, 5 – объектив коллиматора, 6 – исследуемая оптическая система, 7 – держатель ножа Фуко, 8 – объектив наблюдательной системы, 9 – наблюдательный микроскоп «Мир - 4», 10 – окуляр «Мир - 4», 11 – объектив цифровой матричной фотокамеры

Использование метода изофотометрии при такой трансформации обеспечивает регистрацию аберраций в широком диапазоне с одновременным обеспечением линейности этой регистрации. Аппаратными предпосылками для этого являются:

1) использование тест – объекта типа «полубесконечная щель» с параллельными краями (рис. 1),

2) регистрация тенеграммы цифровой матричной камерой и ввод тенеграммы в компьютер для ее трансформации средствами линейного метода изофотометрии в изображение системы полос, аналогичных интерферограмме сдвига.

Эти факторы создают предпосылки записи и количественной расшифровки теневых картин ножа Фуко как для сферических поверхностей с большими аберрациями на этапе формообразования, так и для контроля и аттестации прецизионных систем и поверхностей, возможности получения из полутоновой теневой картины полной карты деформаций волнового фронта поверхности и аберраций системы, таблицы коэффициентов Цернике, возможности расчёта основных характеристик качества изображения.

На рис. 2 представлена блок-схема компьютеризированной теневой установки. Теневой прибор Фуко, оснащен матричной фотокамерой, соединенной с компьютером и передающей оптическое изображение теневой картины ножа Фуко в компьютер, оснащенный программой изофотометрии.[2]

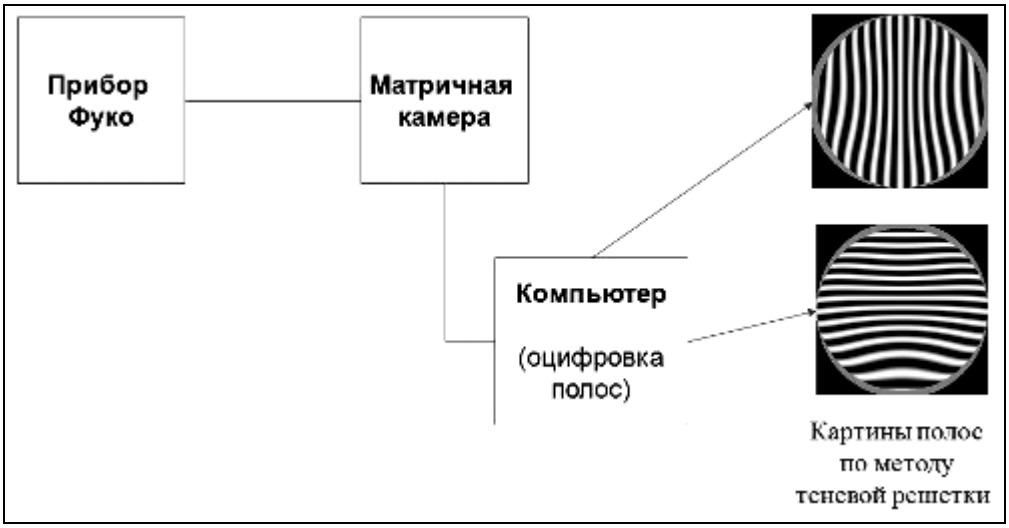
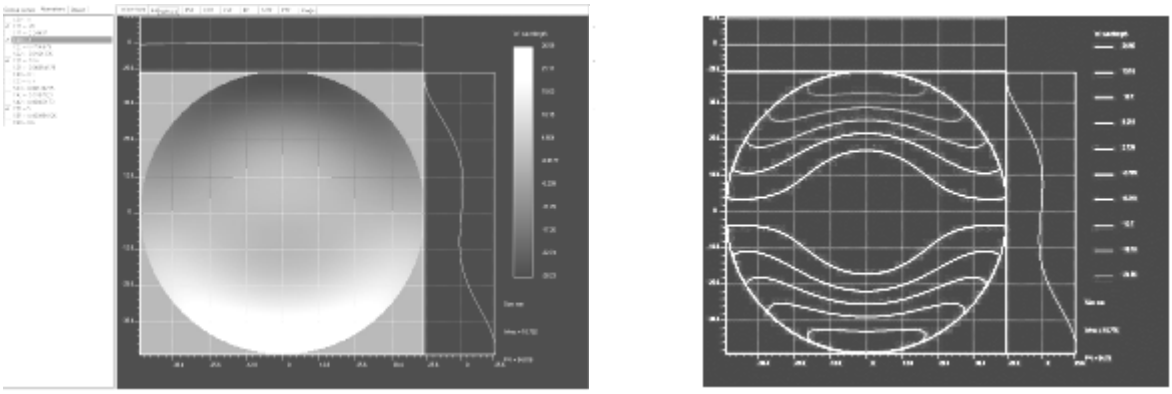


Рис. 2. Блок-схема компьютеризированной теневой установки.



а) б)

Рис. 3. Результаты обработки данных: а) теневая картина сферической поверхности, имеющей аберрации, б) результат обработки теневой картины на компьютере – система изофот, аналогичная интерферограмме 1-й производной поверхности ошибок исследуемого волнового фронта

Пограничные градиенты деталей теневой картины, как правило, бывают малыми, теневая картина описывается плавной функцией (на ней нет четких контрастных деталей),

следовательно, погрешность локализации координат ошибок на обрабатываемой поверхности оптической детали будет высока и скажется на точности метода. Принятый нами метод, основанный на компьютерной трансформации теневой картины в систему изофот (рис. 3), то есть четких контуров, существенно снижает эту погрешность и способствует повышению точности оптической обработки.

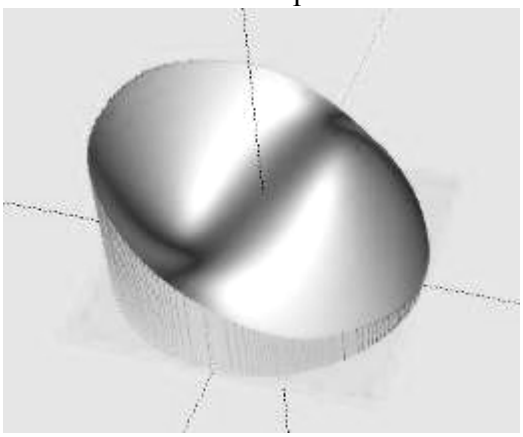


Рис. 4. Восстановленное по результатам обработки оконтуренных теневых картин изображение поверхности ошибок исследуемого волнового фронта

Таким образом, предложенный количественный теневой метод открывает существенно новые возможности для оптических исследований, выполняемых сегодня традиционными теневыми методами. Благодаря преобразованию тенеграммы в изображение системы полос, аналогичных интерферограмме сдвига, и ее последующей компьютерной обработке, обеспечивается получение полной карты деформаций волнового фронта (рис. 4). Чувствительность к ошибкам поверхностей и аберрациям оптических систем повышается в 5 - 10 раз благодаря контурной трансформации теневой картины и автоматизации процесса расшифровки системы полос, что обеспечивает возможность оптических измерительных наводок и повышает их точность.

1. М. Е. Зацепина, *Инновации в экономике, проектном менеджменте, образовании, юриспруденции, социологии, медицине, экологии, философии, психологии, физике, технике и математике: Сборник научных статей по итогам Международной заочной научно-практической конференции*, с.96-99, (2013).

2. М. Е. Зацепина, В. К. Кирилловский, *Труды 10 Международной конференции «Прикладная оптика-2012»*, **2**, с.130-133, (2012).

ОЦЕНКА ЗАВИСИМОСТИ КОЭФФИЦИЕНТА ОТРАЖЕНИЯ ОТ КОЛИЧЕСТВА ПОДСИСТЕМ АНТИБЛИКОВОГО ПОКРЫТИЯ, НАНЕСЕННОГО НА МЕТАЛЛИЧЕСКУЮ ПОВЕРХНОСТЬ

Константинова Ю. А.

Национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

В работе рассматриваются вопросы использования современных технологий нанесения оптических покрытий для создания эффективных антибликовых покрытий для металлических поверхностей. Компьютерное моделирование позволяет оценить оптические характеристики этих покрытий. Математические расчеты, предложенные в работе, устанавливают определенные зависимости между оптическими параметрами рассчитываемых систем.

Технология и конструирование оптических интерференционных покрытий в последние годы стремительно развиваются благодаря все более совершенному оборудованию и компьютерному моделированию. Новейшие вакуумные установки для нанесения покрытий, точные спектрофотометрические и другие контрольные приборы и компьютерные программы для расчета конструкций покрытий позволяют получать пленки практически с любыми оптическими характеристиками (показатель преломления, коэффициенты пропускания, отражения) и толщиной (до 2-5 нм).

Самые обычные просветляющие покрытия позволяют снижать коэффициент отражения различных поверхностей до нуля. Эта задача решается всевозможными способами и сложностей уже не вызывает. Довольно сложной остается задача снижения коэффициента отражения на металлических поверхностях. Металлы обладают градиентом показателя преломления и высоким коэффициентом отражения (до 96%), а, например, для солнечных элементов и преобразователей, такие параметры металлов снижают их эффективность, следовательно, становятся необходимыми антибликовые покрытия.

В различных исследованиях предлагаются различные структуры антибликовых покрытий, например, градиентные и кремниевые покрытия, которые позволяют получить коэффициент отражения металлической поверхности в несколько раз ниже, чем коэффициент отражения самого металла[1].

Благодаря новым технологиям, позволяющим наносить тончайшие пленки с устойчивыми характеристиками на металлические поверхности, можно попробовать оценить их влияние на остаточный коэффициент отражения. Конструкция антибликового покрытия, представленная на Рис. 1, представляет собой набор чередующихся тонких диэлектрических и металлических слоев, нанесенных на металлическую поверхность.

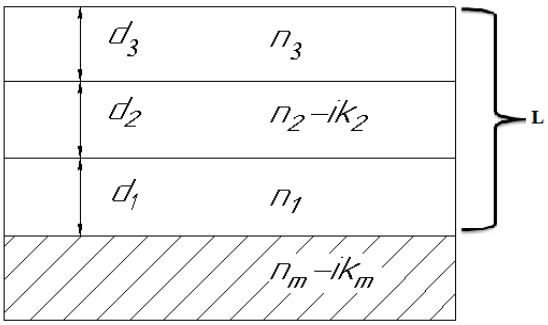


Рис. 1. Конструкция антибликового покрытия

Трехслойную систему можно представить в виде повторяющейся симметричной ячейки[2]. По сути, повторяющаяся система – это один слой с эквивалентной фазовой толщиной (γ) и эквивалентным показателем преломления (N). В симметричной системе они равны:

$$\gamma = \arccos(m_{11})$$

$$N^2 = \frac{m_{21}}{m_{12}} \quad , \qquad (1)$$

где m_{11}, m_{12}, m_{21} - элементы матрицы интерференции. Фазовые толщины таких слоев соответственно равны: $\varphi_1 = \frac{2\pi n_1 d_1}{\lambda L}$, $\varphi_2 = \frac{2\pi (n_2 - ik_2) d_2}{\lambda L}$ и $\varphi_3 = \frac{2\pi n_3 d_3}{\lambda L}$. Тогда матрицы интерференции каждого слоя имеют вид:

$$M_1 = M_3 = \begin{pmatrix} \cos\varphi_1 & \frac{i}{n_1}\sin\varphi_1 \\ in_1\sin\varphi_1 & \cos\varphi_1 \end{pmatrix}^L$$
$$M_2 = \begin{pmatrix} \cos\varphi_2 & \frac{i}{n_2 - ik_2}\sin\varphi_2 \\ i(n_2 - ik_2)\sin\varphi_2 & \cos\varphi_2 \end{pmatrix}^L, \quad (2)$$

Результирующая матрица будет результатом перемножения матриц из формулы (2):

$$M = (M_1 \cdot M_2 \cdot M_3)^L, \quad (3)$$

где L – количество так называемых подсистем, на которые мы разделим трехслойное покрытие, чтобы получить из него многократно повторяющуюся ячейку из чередующихся L-слоев диэлектриков и металлов с такой же геометрической толщиной, что и у исходной трехслойной системы. Такой подход позволяет сохранить небольшую толщину антибликового покрытия, изменить оптические характеристики покрытия, не меняя набор исходных материалов.

С помощью специальных компьютерных программ были смоделированы такие антибликовые покрытия и изучены их спектральные характеристики. В результате оказалось, что количество подсистем существенно влияет на эффективность покрытия. Таким образом, чем больше L, тем ниже остаточный коэффициент отражения покрытия.

В конечном итоге, по сравнению с коэффициентом отражения чистого металла, коэффициент отражения металла с антибликовым покрытием уменьшается в 3 – 6 раз в зависимости от самого металла и покрытия.

1. Г. Хасс, М. Франкомб, Р. Гофман, Физика тонких пленок, М: Мир, 1978.
2. Э.С. Путилин, *Оптические покрытия*, СПГУ ИТМО, 227 с., (2010).

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ РОСТА НА КРЕМНИИ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК ГЕРМАНИЯ РАЗЛИЧНОЙ ФОРМЫ

А.В. Войцеховский, А.П. Коханенко,
К.А. Лозовой, В.Г. Сатдаров

Национальный исследовательский Томский государственный университет,
пр. Ленина, 36, г. Томск, 634050, Российская Федерация
тел: (382)241-27-72, факс: (382)241-35-17, эл. почта: lka@sibmail.com

С недавних пор рост Ge на поверхности Si привлекает особое внимание научного мира в связи с осознанием его особой важности для развития полупроводниковой технологии. В частности, полупроводниковые гетероструктуры с квантовыми точками (КТ) Ge на Si все более широко используются в приборах оптоэлектроники. При этом наиболее перспективный способ формирования КТ основан на эффектах самоорганизации полупроводниковых наноструктур в гетероэпитаксиальных системах, реализуемых, например, в методе молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ). Для всевозможных применений необходимо создавать гетероструктуры с КТ с различными свойствами, которые определяются такими параметрами КТ, как их поверхностная плотность, форма и латеральный размер. Поэтому важной задачей теории роста является расчет оптимальных условий синтеза для создания тех или иных гетероструктур.

Последние экспериментальные данные показывают, что на начальном этапе роста островки в системе Ge/Si(100) имеют различную морфологию [1]. В данной работе

сделана попытка построения теоретической модели образования и начальных стадий роста КТ различной формы.

Прежде всего, на основе обобщения большого числа экспериментальных и расчетных данных по значению коэффициента диффузии Ge на поверхности Si было получено выражение для аппроксимации температурной зависимости значения коэффициента диффузии в виде аррениусовской зависимости $D(T) = D_0\exp(-E_D/kT)$ со значениями параметров $D_0 = 10^{-4}$ см^2/с и $E_D = 1{,}21$ эВ (k – постоянная Больцмана). Затем проводился расчет зависимостей параметров массивов пирамидальных и клиновидных hut-кластеров Ge на поверхности Si(100) от условий роста в методе МЛЭ. При вычислении коэффициента Ратша–Зангвилла для островков удлиненной формы использовалось модифицированное по сравнению с классическим (для КТ с квадратным основанием) выражение, учитывающее их анизотропность. Для клиновидных кластеров также рассчитывалась свободная энергия их образования и скорость зарождения островков. При этом критическая толщина перехода по Странскому–Крастанову для островков обеих форм рассчитывалась с учетом явления сегрегации, что позволяет с одной стороны моделировать процессы, происходящие при одновременном осаждении на кремниевую подложку германия и кремния в различных пропорциях по отношению друг к другу, а с другой – учитывать влияние нижележащих напряженных слоев при выращивании многослойных структур путем введения дополнительного экспоненциально затухающего с глубиной слагаемого в выражении для свободной энергии образования островка. Полученные выражения позволяют описать зарождение и рост КТ различной формы, а также объяснить наблюдаемое в эксперименте увеличение доли клиновидных кластеров в массивах КТ на более поздних стадиях роста [1].

[1] J.-N. Aqua, I. Berbezier, L. Favre, Physics Reports **522**, 59-189 (2013).

ЗАПИСЬ РЕШЕТОК БРЭГГА ArF ЭКСИМЕРНЫМ ЛАЗЕРОМ В АНИЗОТРОПНОМ ОПТИЧЕСКОМ ВОЛОКНЕ

Паланджян Д.А., Грибаев А.И., Коннов К.А., Петров А.А., Варжель С.В.

Национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

В данной работе продемонстрированы результаты записи решеток Брэгга одиночным 17-нс импульсом ArF эксимерного лазера в анизотропное оптическое волокно с эллиптической напрягающей оболочкой. Представлены результаты экспериментов по визуализации волоконных брэгговских решеток, индуцированных в данный тип двулучепреломляющего волоконного световода.

В ходе настоящей работы был создан лабораторный стенд для записи волоконных брэгговских решеток (ВБР) ArF эксимерным лазером с длиной волны излучения 193 нм методом фазовой маски. В одноимпульсном режиме записаны решетки с эффективностью до 100%. Отличительной особенностью данной работы является то, что решетка Брэгга была индуцирована в двулучепреломляющем оптическом волокне (ОВ) с эллиптической нарпягающей оболочкой.

На основе экспериментальных данных по визуализации ВБР (рис. 1) на оптическом микроскопе сделан вывод о их локализации в используемом в работе типе анизотропного ОВ.

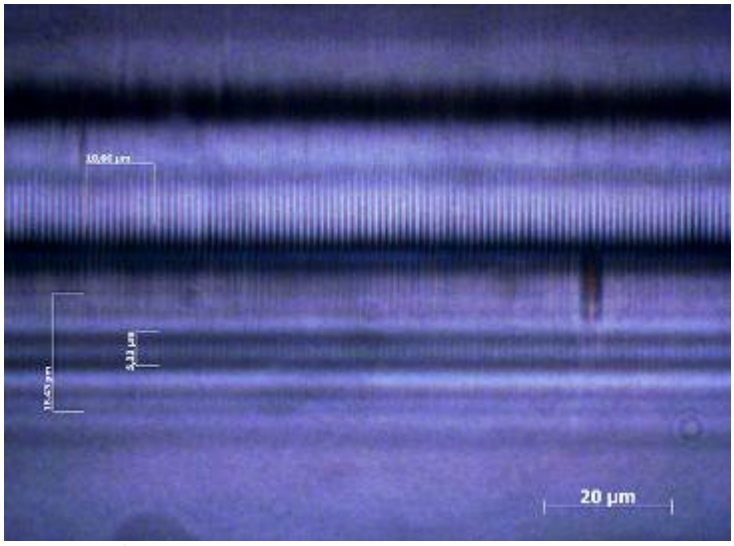


Рис. 1. Фотографическое изображение ВБР, индуцированной в анизотропном ОВ с эллиптической напрягающей оболочкой

РАСЧЁТ ПРОФИЛЕЙ ЭНЕРГИЧЕСКИХ ЗОН ПРИ АНАЛИЗЕ СПЕКТРОВ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ В СТРУКТУРАХ КРТ С КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ

Войцеховский А.В., Горн Д.И.

Томский государственный университет, Томск, Россия

В работе даны теоретические аспекты модели расчёта профиля потенциальной энергии структур на основе $Cd_xHg_{1-x}Te$ (КРТ) с квантовыми ямами (КЯ), выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ).

В настоящее время большое число научных работ, посвящено экспериментальному исследованию фотолюминесценции структур КРТ с КЯ [1–2]. Целью данной работы является разработка модели описания спектров фотолюминесценции структур с квантовыми ямами, учитывающей специфику материала КРТ МЛЭ. При постановке задачи о нахождении распределения электростатического потенциала в структурах КРТ мы будем исходить из того, какими свойствами обладают гетероструктуры, выращенные методом МЛЭ на установке «Обь-М» в Институте физики полупроводников СО РАН (г. Новосибирск).

Для расчёта профиля электростатического потенциала решается уравнение Пуассона, которое для структуры КРТ МЛЭ *n*-типа имеет следующий вид:

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}z}\left(\varepsilon\frac{\mathrm{d}\varphi}{\mathrm{d}z}\right)=\frac{q}{\varepsilon_0}\left[n-p-N_d^{+\mathrm{int}}-N_d^{+\mathrm{dop}}\right], \qquad (1)$$

где φ – электростатический потенциал в структуре, ε – относительная диэлектрическая проницаемость материала, *n*, *p* – концентрации электронов и дырок, $N_d^{+\mathrm{int}}$, $N_d^{+\mathrm{dop}}$ – концентрации ионизированных донорных центров, обусловленных собственными дефектами и легирующей примесью, соответственно.

Используя явный вид для выражений *n*, *p*, описывающих распределение концентрации носителей заряда в структуре с неоднородным потенциальным профилем, которые были получены нами ранее, а также выражения для двумерных концентраций электронов и дырок в квантовой яме, описанные в [3], получим общий вид уравнения Пуассона для рассматриваемой структуры:

$$\frac{\mathrm{d}^2\varphi(z)}{\mathrm{d}z^2}=\frac{1{,}8\cdot10^{-8}}{\varepsilon(z)}\left[\begin{array}{l} n_0\exp\left(\left(q\varphi(z)+\Delta\chi(z)\right)\Big/kT\right)\left(\dfrac{m_c^*(z)}{m_c^*}\right)^{3/2}- \\ -p_0\exp\left(-\left(q\varphi(z)+\Delta\chi(z)+\Delta E_g(z)\right)\Big/kT\right)+ \\ +\displaystyle\sum_{n=1}^{2}\frac{m_e^*kT}{\pi\hbar^2}\ln\left(\exp\left[\left(F-E_{en}\right)\Big/kT\right]+1\right)\left|\psi_{en}(z)\right|^2- \\ -\displaystyle\sum_{n=1}^{2}\frac{m_{hh}^*kT}{\pi\hbar^2}\ln\left(\exp\left[\left(E_{hhn}-F\right)\Big/kT\right]+1\right)\left|\psi_{hhn}(z)\right|^2- \\ -\displaystyle\sum_{n=1}^{2}\frac{m_{hl}^*kT}{\pi\hbar^2}\ln\left(\exp\left[\left(E_{hln}-F\right)\Big/kT\right]+1\right)\left|\psi_{hln}(z)\right|^2- \\ -N_d^{+\mathrm{int}}(z)-N_d^{+\mathrm{dop}}(z) \end{array}\right]. \qquad (2)$$

В структурах, содержащих квантовые ямы, для описания электрофизических и оптических свойств необходимо знать энергии уровней размерного квантования, которые рассчитываются путём численного решения одномерного стационарного уравнения Шрёдингера для области квантовой ямы[3]:

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m^*}\frac{\mathrm{d}^2}{\mathrm{d}z^2}+U\right]\psi_i=E_i\psi_i, \qquad (3)$$

где ψ_i – волновая функция на i-м уровне размерного квантования, E_i – энергия уровня размерного квантования, U – профиль потенциальной энергии в структуре. Для корректного расчета зонной диаграммы структуры с квантовой ямой необходимо находить самосогласованное решение уравнений (1) и (3).

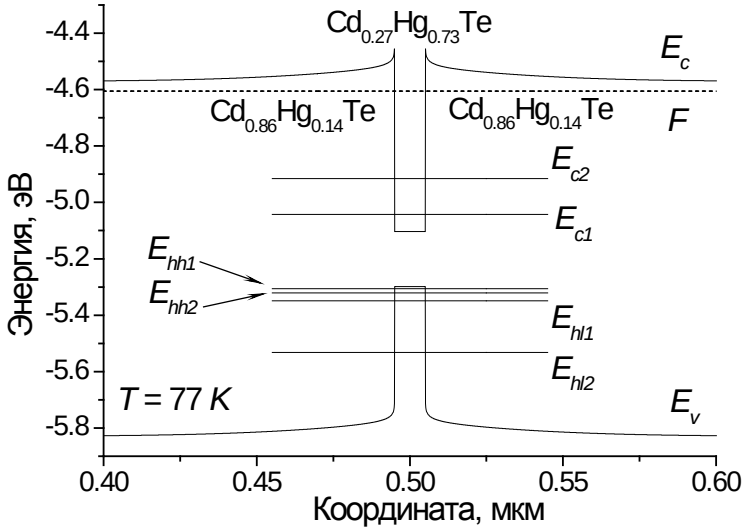


Рис. 1. Профили энергетических зон в структуре с КЯ $Cd_{0,86}Hg_{0,14}Te/Cd_{0,27}Hg_{0,73}Te$ с толщиной ямы 10 нм при температуре 77 К

Для расчёта профиля электростатического потенциала решается уравнение Пуассона, которое для структуры КРТ МЛЭ n-типа имеет следующий вид [4]:

$$N_d^{+\mathrm{int}}(x)=(1{,}26x-0{,}26)\cdot10^{16}\ [\text{см}^{-3}], \qquad (4)$$

Таким образом, в данной работе описана теоретическая методика расчёта зонной диаграммы неногетероструктур КРТ МЛЭ с квантовыми ямами, которая основана на численном самосогласованном решении уравнений Пуассона и Шрёдингера для

исследуемой структуры. Особенностью представленной модели является то, что при расчётах учитывается зависимость электронного сродства от состава КРТ и температуры, чего ранее для материала КРТ не производилось. В расчётах использована оригинальная зависимость $\chi(x,T)$, полученная авторами работы.

Данная методика может стать основой феноменологической модели для анализа оптических характеристик полупроводниковых структур на основе КРТ с квантовыми ямами.

Работа выполнялась при финансовой поддержке МинОбрНауки РФ(ФЦП Кадры, ГК №14.B37.21.0074)

1. C.R. Tonheim, E. Selvig, S. Nicolas, A.E. Gunnaes, M. Breivik, R. Haakenaasen, *J. Physics: Conference Series*, 100, 042024 (2008).

2. Н.Л. Баженов, А.В. Шиляев, К.Д. Мынбаев, Г.Г. Зегря, *Физика и техника полупроводников*, 46, № 6, 792-797 (2012).

3. Л.Е. Воробьев, Е.Л. Ивченко, Д.А. Фирсов, В.А. Шалыгина, *Оптические свойства наноструктур*, СПб.: Наука, 188 с. (2001).

4. А.В. Войцеховский, Д.И. Горн, И.И. Ижнин, А.И. Ижнин, В.Д. Гольдин, Н.Н. Михайлов, С.А. Дворецкий, Ю.Г. Сидоров, М.В. Якушев, В.С. Варавин, *Изв. вузов: Физика,* № 8, 50-55 (2012).

ИЗМЕНЕНИЕ СПЕКТРАЛЬНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ ОТРЕЗАЮЩЕГО ФИЛЬТРА С ПОМОЩЬЮ КОРРЕТИРУЮЩИХ СЛОЕВ

Демченко О.В., Блинков В.Ю.

ФГУП СПО "Аналитприбор" (г. Смоленск)

В данной работе рассматриваются синтез и проектирование длинноволнового отрезающего фильтра, факторы влияющие на расхождение теоретически рассчитанной и практически полученной спектральный характеристик, а также методы оптимизации уже напыленного интерференционного покрытия для достижения наилучших результатов.

Одним из самых распространенных типов светофильтров является узкополосный, выделяющие отдельную область спектра. В ряде случаев, использование данного вида светофильтров в оптических схемах различных приборов не является достаточным условием для выделения требуемого спектрального диапазона, так как наличие побочных максимумов не позволяет достигнуть требуемой точности оптической схемы. В связи с этим, узкополосный (полосовой) светофильтр используют в паре с отрезающим (длинноволновым, коротковолновым), что позволяет достичь широкой зоны блокировки сигнала вне рабочей полосы.

Довольно часто, на практике возникают задачи выделения нескольких областей спектра одновременно (газовый анализ, оптическое приборостроение, ИК-оптика и т.д.). В результате чего, оптическая схема прибора становится достаточно громоздкой, так как количество используемых светофильтров будет соответствовать количеству требуемых диапазонов. Одним из решений упрощения конструкций таких систем является использование одного отрезающего светофильтра для нескольких узкополосных. Для этого, отрезающая система (фильтр) должна обладать рядом обязательных условий.

Во-первых, ширина зоны блокировки (её спектральный диапазон) должна перекрывать все побочные максимумы узкополосных фильтров, входящих в систему, и,

во-вторых, область пропускания отрезающего фильтра должна быть достаточно велика для учета всех узкополосных светофильтров. Пример такой системы изображен на рисунке 1.

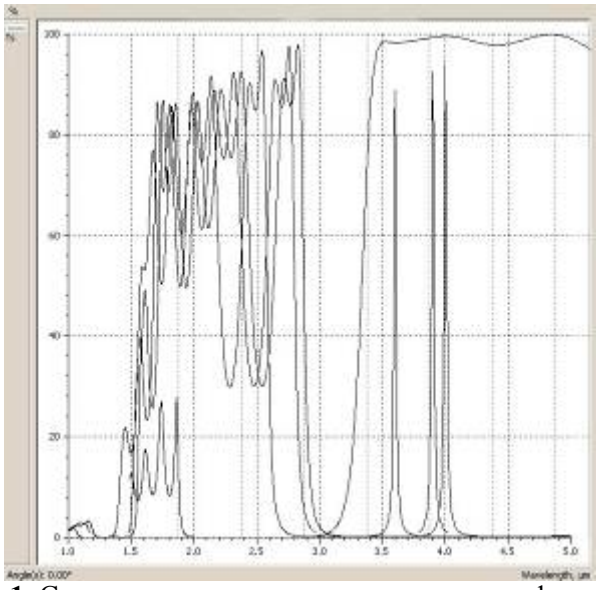


Рис. 1. Система отрезающего и узкополосных фильтров

Если первое условие, как правило, достигается подбором пары пленкообразующих материалов с максимальной разностью коэффициентов преломления, то решение второй задачи вызывает определенные трудности, так как при изготовлении светофильтров вводится ряд ошибок, не позволяющих приблизиться к теоретически рассчитанным спектральным характеристикам. Таких факторов несколько.

Во-первых, факторы, связанные с нестабильностью процесса изготовления слоев покрытия. Ошибки в измеряемых данных можно разделить на: случайные и систематические. Случайные ошибки вызываются различными шумами и флуктуациями в процессе снятия спектрофотометрических данных. Систематические ошибки, как правило, связаны с дрейфом настроек в измерительной аппаратуре со временем.

Во-вторых, поглощение в тонкопленочных слоях материалов (которое зачастую, можно исследовать и учитывать в дальнейшем при расчетах только практическим путем), человеческий фактор, и т.д.

Для системы, состоящей из одного узкополосного и отрезающего светофильтра данные факторы не оказывают столь критического влияния, так как существует ряд возможностей корректировок вида спектральной характеристики отрезающего светофильтра. Данная тема раскрыта в работе[1]. Но для систем, рассматриваемых в настоящей работе, любые ошибки в процессе напыления, а также на этапах синтеза и проектирования покрытий могут вызвать необратимые изменения спектральных характеристик светофильтров.

Рассмотрим процесс проектирования и получения длинноволнового отрезающего фильтра.

Как правило, стандартный длинноволновый отрезающий фильтр имеет вид: $П0{,}5В(НВ)^{n}Н0{,}5В$, где П – подложка, В – высокопреломляющий слой, Н – низкопреломляющий слой. Теоретически рассчитанная спектральная характеристика такого фильтра представлена на рисунке 2.

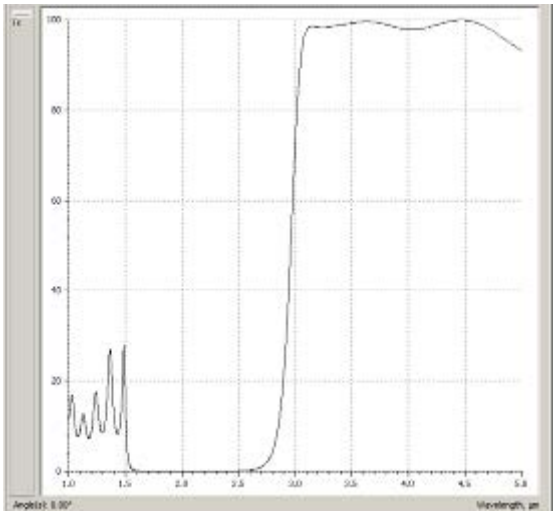


Рис. 2. Спектральная характеристика длинноволнового отрезающего фильтра

Пример процесса формирования такого фильтра (П0,5В4(НВ)Н0,5В) на основе слоёв германия (В) и кварца (Н), представлена на рисунке 3.

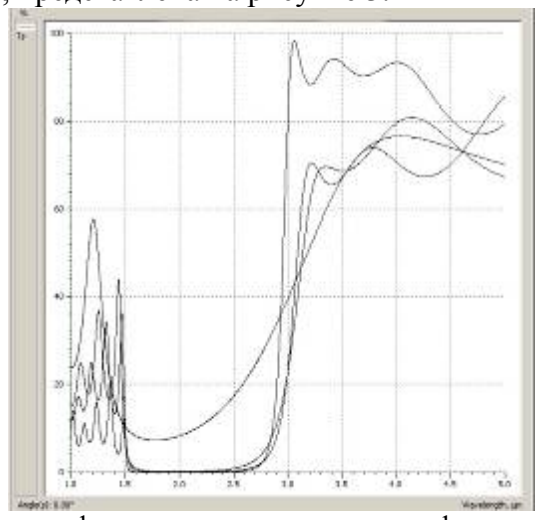


Рис. 3. Процесс формирования отрезающего фильтра (11 слоев)

Как видно из рисунка, влияний ошибок в процессе напыления довольно сильно может исказить требуемую спектральную характеристику светофильтра. В области 3-3,5 мкм наблюдается провал. Для использования в системе с одним отрезающим данный вид спектральной характеристики отрезающего фильтра является достаточным (это оговаривалось ранее в работе). Для получения ровной и широкой полки введем дополнительный корректирующий низкопреломляющий слой 2,5Н (в рассматриваемом вариант слой кварца - 2,5Н). Результирующая спектральная характеристика представлена на рисунке 4.

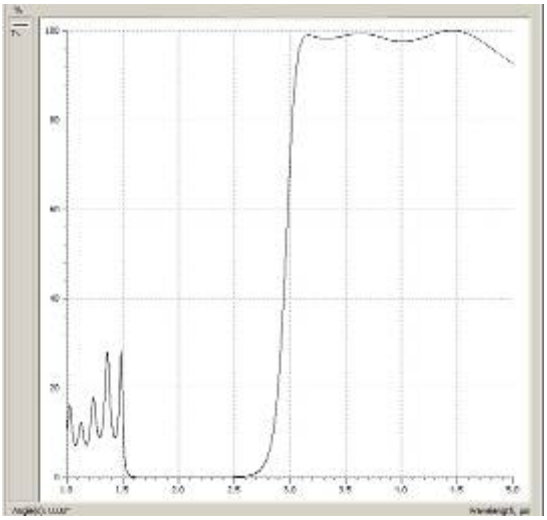


Рис. 4. Откорректированная спектральная характеристика отрезающего фильтра

Толщина корректирующего слоя может варьироваться от 2,2Н до 2,6Н в зависимости от разрабатываемого отрезающего фильтра и используемых пленкообразующих материалов. Таким образом, можно не только подкорректировать вид спектральной характеристики, вводя корректирующие слои, но и расширить зону пропускания отрезающего фильтра и достигнуть высокого значения коэффициента пропускания, стремящегося к 100% вне зависимости от конструкции проектируемого покрытия и количества слоев многослойной структуры.

1. Е.Н. Котликов, А.Н. Тропин, *Оптический журнал*, №3, с. 57-59 , (2009).

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОПТИЧЕСКОЙ ОДНОРОДНОСТИ НИОБАТА ЛИТИЯ, ЛЕГИРОВАННОГО КАТИОНАМИ Zn, ЛАЗЕРНЫМ КОНОСКОПИЧЕСКИМ МЕТОДОМ

Пикуль О.Ю. Сидоров Н.В.*, Яничев А.А.*, Габаин А.А.*, Палатников М.Н.*

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Дальневосточный государственный университет путей сообщения», Хабаровск, Россия

*Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт химии и технологии редких элементов и минерального сырья им. И.В.Тананаева Кольского научного центра РАН, Апатиты, Россия

Методом лазерной коноскопии исследована оптическая однородность кристаллов ниобата лития конгруэнтного состава, легированных катионами Zn^{2+} ($LiNbO_3$:Zn; [Zn] = 0,03÷1,59 моль.%). Показано, что отличия коноскопических картин обусловлены неравномерным распределением дефектов в объеме кристалла и неравномерным вхождением катиона Zn^{2+} в решетку.

Сегнетоэлектрический кристалл ниобата лития ($LiNbO_3$) является важным материалом для нелинейной и квантовой оптики. Наличие широкой области гомогенности на фазовой диаграмме системы Li_2O-NbO_5 позволяет выращивать номинально чистые и легированные кристаллы $LiNbO_3$ с разным отношением Li/Nb, существенно

отличающиеся состоянием дефектности и физическими характеристиками. Эффект фоторефракции и сопутствующее ему фоторефрактивное (фотоиндуцированное) рассеяние света обуславливают сильную деструкцию лазерного луча и являются факторами, существенно влияющими на качество характеристик оптических материалов.

Существенно понизить фоторефрактивный эффект в кристаллах $LiNbO_3$ конгруэнтного состава можно путем легирования "нефоторефрактивными" катионами Zn^{2+}, Mg^{2+}, Gd^{3+} и др[1-3]. Такие катионы вытесняют основные дефекты катионной подрешетки Nb_{Li}, изменяя степень ее упорядочения вдоль полярной оси. Легирование катионами Zn^{2+}, Mg^{2+}, Gd^{3+} и др. смещает УФ-край собственного поглощения в коротковолновую сторону, а так же может улучшить структурную и оптическую однородность, сегнетоэлектрические, нелинейнооптические и фоторефрактивные характеристики конгруэнтного кристалла.

Одним из эффективных методов исследования и контроля оптической однородности и дефектов сегнетоэлектрических оптических материалов является лазерный коноскопический метод[4,5], с помощью которого впервые исследованы образцы конгруэнтных кристаллов ниобата лития, легированных катионами Zn^{2+} ($LiNbO_3$:Zn; [Zn] = 0.03÷1,59 моль.%). Конгруэнтные кристаллы $LiNbO_3$, легированные Zn^{2+}, с использованием других методов исследовались в работах[1,2].

Коноскопический метод при сканировании лазерным лучом входной грани кристаллов $LiNbO_3$:Zn [0,03 моль.%] показывает отсутствие аномальной двуосности в исследуемых образцах (рис. 1, а, б). Вместе с тем отмечаются некоторые искажения в области одной из ветвей-изогир «мальтийского креста». Так, в верхней полуплоскости коноскопической картины отмечено снижение контраста и отсутствие четких контуров одной из ветвей «мальтийского креста», при этом интенсивность ее отличается от минимальной. Кроме того, в этой же области угол между ветвями «мальтийского креста» отличается от прямого угла.

Коноскопический анализ кристаллов $LiNbO_3$ с содержанием катионов Zn [0,94÷ 1,59 моль.%] (рис.1, в–м) показывает для всех образцов наличие коноскопических картин, соответствующих одноосному кристаллу, а также коноскопических картин с признаками аномальной двуосности. При этом бóльшая степень отступлений от одноосности характерна для коноскопических картин образцов с содержанием катионов Zn [0,94 моль%] и [1,12 моль.%], рис. 1, в–к. Степень искажения коноскопических картин образца с самым высоким процентным содержанием катионов Zn [1,59 моль.%], напротив, заметно снижается, рис.1, л, м.

Для кристалла $LiNbO_3$ с содержанием Zn [0,94 моль.%], помимо коноскопических картин, характерных для одноосных кристаллов и близких к ним по своему виду (с целым «мальтийским крестом», но несколько вытянутыми в направлении одной ветви креста изохромами) (рис. 1, в, д), зарегистрированы коноскопические картины, характерные для двуосных кристаллов. Так, на рис. 1, г черный «мальтийский крест» деформирован со значительным просветлением и сдвигом его частей в направлении от центра, а изохромы имеют вид эллипсов с большой осью, отклоненной от вертикали на небольшой угол против часовой стрелки. На коноскопической картине (рис. 1, е) разрыв и сдвиг частей «мальтийского креста» происходит в горизонтальном направлении, что свидетельствует о соответствующем направлении деформации оптической индикатрисы.

Для кристалла $LiNbO_3$ с содержанием Zn [1,12 моль.%] получены коноскопические картины, характерные для одноосных кристаллов (рис. 1, ж, и). При этом на коноскопической картине (рис. 1, в) отмечено снижение в целом контраста и резкости изображения, а также заметное «размытие» ветвей «мальтийского креста».

Кроме этого, для этих же образцов наблюдаются коноскопические картины с признаками аномальной двуосности (рис. 1, з, к) в виде разрыва черного «мальтийского креста» на две части со значительным просветлением в центре поля зрения. На рис. 1, з разрыв и сдвиг частей «мальтийского креста» происходит в направлении, близком к

вертикальному, а на рис. 1, к – близком к горизонтальному направлению, что однозначно характеризует направление деформации индикатрисы. При этом изохромы сохраняют свою интенсивность, но несколько вытягиваются в направлении смещения фрагментов креста и приобретают вид эллипсов.

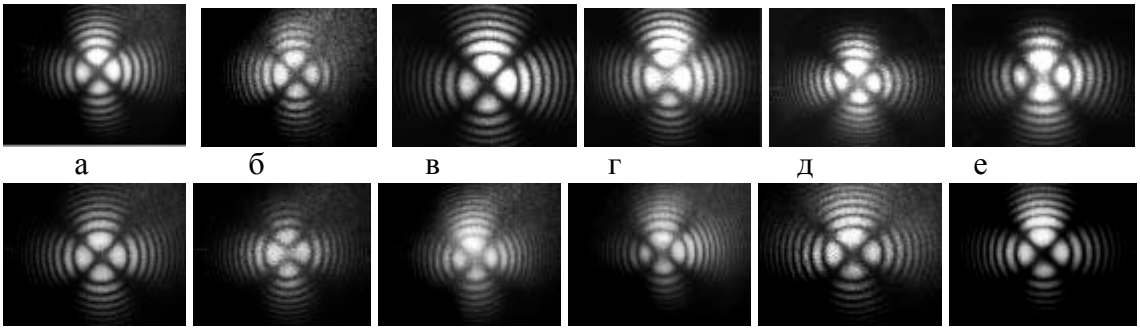


Рис. 1. Коноскопические картины монокристалла $LiNbO_3$ с содержанием примеси Zn [0,03 моль.%] (а, б); [0,94 моль.%] (в–е); [1,12 моль.%] (ж–к); [1,59 моль.%] (л, м)

Для кристалла $LiNbO_3$ с максимальным содержанием Zn [1,59 моль.%] коноскопический анализ показал практически полное отсутствие аномальной двуосности в обоих образцах (рис. 1, л, м). Однако, если на коноскопической картине, характерной для одноосного кристалла (рис. 1, м) «мальтийский крест» выглядит достаточно четко и контрастно, то на коноскопической картине (рис. 1, л), верхняя правая ветвь «мальтийского креста», начиная со второй изохромы, не имеет четкого контура, размыта и выглядит значительно светлее, чем остальная часть черного «мальтийского креста».

Такое скачкообразное поведение коноскопических картин с увеличением концентрации Zn^{2+} не может быть обусловлено немонотонным (пороговым) вхождением Zn^{2+} в структуру конгруэнтного кристалла, поскольку максимальная концентрация Zn^{2+} (1,59 моль.%) в исследованных нами образцах в полтора раза ниже первой пороговой концентрации (≈3 моль.%)[5]. Как известно, вхождение Zn^{2+} в структуру существенно меняется по мере увеличения его количества в кристалле[1,5]. При малых концентрациях Zn^{2+} (< 3 моль.%) энергетически выгодно замещение антиструктурных дефектов Nb_{Li} – катионов Nb^{5+}, находящихся в литиевых позициях идеальной структуры и, одновременно, частичное замещение Li^{+}. Каждый акт образования дефекта Nb^{5+} сопровождается появлением четырех литиевых вакансий. При замещения антиструктурного дефекта Nb_{Li} катионом Zn^{2+} три литиевые вакансии исчезают. Дефект Nb_{Li} полностью исчезает при ≈3 моль.% Zn^{2+} и при этом наблюдается минимум концентрации литиевых вакансий, а также экстремумы в концентрационной зависимости некоторых физических характеристик кристалла. До концентрации ≈3 моль.% Zn^{2+} зависимости физических характеристик носят монотонный характер.

Результаты коноскопического исследования кристаллов $LiNbO_3$:Zn сравнивались с результатами исследования структурного беспорядка, (собственного и наведенного лазерным излучением) в этих же кристаллах методами спектроскопии КРС и ФРРС.

1. Н.В. Сидоров, Т.Р. Волк, Б.Н. Маврин, В.Т. Калинников *Ниобат лития: дефекты, фоторефракция, колебательный спектр, поляритоны*. М.: Наука, 255с. (2003).
2. Е.А. Антонычева, А.В.Сюй, Н.В.Сидоров, П.Г.Чуфырев, А.А. Яничев *Журнал прикладной спектроскопии,* Т.77, №1, с. 89-94. (2010).
3. М.Н. Палатников Дис. «*Материалы электронной техники на основе сегнето электрических монокристаллов и керамических твердых растворов ниобатов-танталатов щелочных металлов с микро- и наноструктурами*» д–ра техн.

наук. Апатиты, (2010).
4. О.Ю. Пикуль, Л.В. Алексеева, И.В. Повх и др., *ИВУЗ. Приборостр*., №12, с.53-55. (2004).
5. O.Y. Pikoul *J. Appl. Cryst*.**,** 43**,** p.949-954. (2010).
6. Т.С.Черная, Т.Р. Волк, И.А.Верин, В.И. Симонов *Кристаллография*. Т.53., №4., с.612-617. (2008).

ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА НАНОКОМПОЗИТНОГО ДВУМЕРНОГО ФОТОННОГО КРИСТАЛЛА С ЛИНЕЙНЫМ ДЕФЕКТОМ РЕШЕТКИ

Рудакова Н.В., Тимофеев И.В.*, Ветров С.Я.

Сибирский федеральный университет, Красноярск, Россия
*Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН, Красноярск, Россия

Исследуются оптические свойства, организованного на основе нанокомпозита, фотонного кристалла с линейным дефектом решетки. Изучено спектральное проявление расщепления дефектной моды при совпадении ее частоты с резонансной частотой нанокомпозита. Установлена существенная зависимость расщепления от угла падения и концентрации наношаров.

Фотонные кристаллы (ФК) представляют собой среды, диэлектрические свойства которых меняются периодически с периодом, допускающим брэгговскую дифракцию света. Благодаря своим уникальным свойствам они вызывают интерес как новые оптические материалы[1]. Одним из важнейших свойств ФК является локализация электромагнитного излучения на дефектах структуры. В этом случае в запрещенной зоне (ЗЗ) ФК проявляются дополнительные разрешенные уровни, соответствующие дефектным модам. Положением и спектром пропускания дефектных мод можно эффективно управлять, изменяя структурные и геометрические параметры ФК.

Большой интерес представляют композитные среды с наночастицами металлов при создании наноструктурированных металл-диэлектрических фотонных кристаллов, и на их основе новых способов управления светом[2,3]. В нанокомпозите, состоящем из металлических наночастиц взвешенных в прозрачной матрице, предсказано возникновение резонанса эффективной диэлектрической проницаемости[4], которая определяется формулой Максвелла-Гарнетта:

$$\varepsilon_{mix} = \varepsilon_d \left[1 + \frac{f}{(1-f)/3 + \varepsilon_d/(\varepsilon_m - \varepsilon_d)} \right], \qquad (1)$$

где f – фактор заполнения, т.е. доля серебряных сферических наночастиц в матрице, ω – частота излучения, ε_d – диэлектрическая проницаемость матрицы, $\varepsilon_m(\omega)$ – диэлектрическая проницаемость металла в приближении Друде:

$$\varepsilon_m(\omega) = \varepsilon_0 - \omega_p^2/[\omega(\omega + i\gamma)], \qquad (2)$$

где ε_0 – постоянная, учитывающая вклады межзонных переходов, связанных электронов, а ω_p – плазменная частота, γ – величина обратная времени релаксации электронов. Используя выражение (1) находим положение резонансной частоты зависящее от характеристик исходных материалов и концентрации f диспергированной фазы:

$$\omega_0 = \omega_p \sqrt{(1-f)/[3\varepsilon_d + (1-f)(\varepsilon_0 - \varepsilon_d)]}. \qquad (3)$$

Для расчета спектра пропускания *s*-поляризованных электромагнитных волн, распространяющихся в пластинке 2D ФК был использован формализм метода трансфер-матрицы[5]. Исследуемый кристалл, состоит из бесконечных цилиндрических отверстий,

составляющих квадратную решетку в нанокомпозитной матрице. Линейный дефект создан заполнением нанокомпозитом среднего ряда цилиндров. При расчете использовались следующие параметры: для серебра $\varepsilon_0 = 5$, $\omega_p = 9$ *эВ*, $\gamma = 0.02$ *эВ*, для матрицы $\varepsilon_d = 4.16$, период структуры ФК $d = 160$ *нм*, толщина пластинки $L = 7d$, фактор заполнения, то есть доля нанокомпозита в ФК, определяется выражением $F = \pi r^2 / d^2 = 0.28$, где r – радиус цилиндра.

На рис.1 представлен спектр пропускания волн s-поляризации, падающих на ФК-пластинку нормально линейному дефекту структуры. Из рисунка видно, что в запрещенной зоне появляется дефектная мода. При совпадении частоты дефектной моды с резонансной частотой нанокомпозита ω_0 наблюдается эффект расщепления дефектной моды. Проявление этого эффекта в спектре пропускания иллюстрируется для фактора заполнения $f = 0.005$.

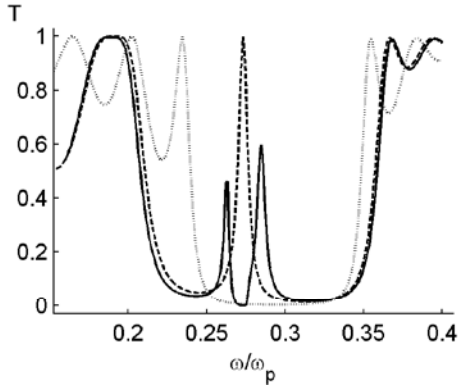
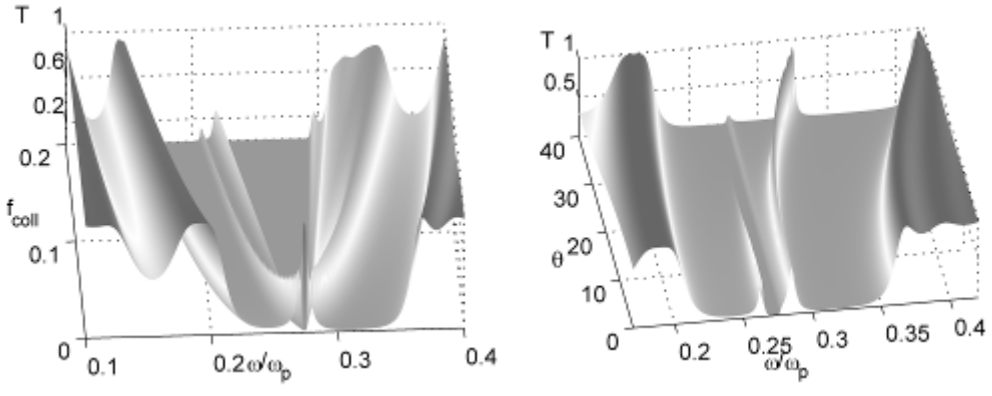


Рис. 1. Коэффициент пропускания как функция частоты для угла падения θ=0. ФК без дефекта, f=0 (пунктирная линия). ФК с дефектом, f=0 (штриховая линия). Расщепление дефектной моды, f=0.005 (сплошная линия)

Величина расщепления увеличивается с ростом концентрации серебряных наношаров в матрице. На рис. 2а показана картина непрерывного изменения величины расщепления дефектной моды с ростом концентрации серебряных наношаров в матрице от *f=0* до *f=0.2*. Из рисунка видно, что размер и положение ЗЗ, а также величина расщепления существенно меняются при вариации фактора заполнения. Таким образом, путем изменения концентрации наночастиц в нанокомпозите можно качественно перестроить спектр пропускания ФК-структуры.



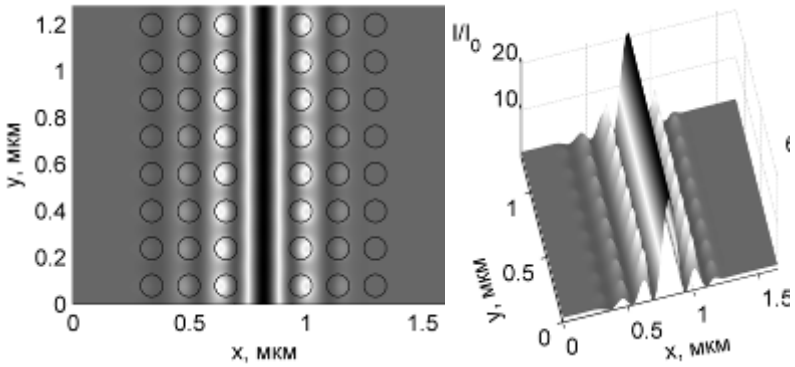
а) б)

Рис. 2. Коэффициент пропускания как функция частоты для различных значений: а) фактора заполнения от *f=0* до *f=0.2*, $f = 0.005$, б) угла падения от $\theta = 0°$ до $\theta = 40°$. $f = 0.005$

Варьируемый угол падения θ также является удобным параметром для качественной перестройки спектра пропускания ФК-структуры. Характерная зависимость спектра пропускания для углов падения от $\theta = 0°$ до $\theta = 40°$ представлена на рисунке 2б. С

изменением θ возникает расстройка между резонансной частотой ω_0 и частотой дефектной моды. С увеличением угла падения границы ЗЗ и положения пиков двух дефектных мод сдвигаются в высокочастотную область, наиболее сильный сдвиг претерпевает высокочастотная мода. Кроме того, заметно уменьшается интенсивность в максимуме низкочастотной моды, в то время как интенсивность высокочастотной моды растет. Ширина запрещенной зоны увеличивается, в основном за счет сдвига высокочастотной границы запрещенной зоны, низкочастотная граница сдвигается незначительно.

При рассмотрении пространственного распределения интенсивности поля получено, что для обеих мод поле локализовано в области дефекта, соизмеримой с длинной волны. На частоте дефектной моды при $f = 0$ (рис.3) и на частотах низкочастотного и высокочастотного пиков при $f = 0.005$ характер распределения поля внутри образца практически не отличается, однако максимум интенсивности локализации высокочастотного пика при $f = 0.005$ уменьшается почти в 2.5 раза, по сравнению с максимумом на частоте дефектной моды, тогда как максимум интенсивности локализации низокочастотного пика уменьшается незначительно.



а) б)

Рис. 3. Пространственное распределение интенсивности, нормированной на интенсивность I_0 падающего излучения на частоте дефектной моды *θ=0, f=0* а) вид сверху, б) вид сбоку;

1. K.Sakoda, *Optical properties of photonic crystals.* 2nd. Springer, Berlin, 272, (2004).

2. P.N.Dyachenko and Yu.V.Miklyaev, *Optical Memory and Neural Networks (Information Optics),* **16**, 198, (2007).

3. С.Я. Ветров, А.Ю. Авдеева, И.В. Тимофеев, ЖЭТФ,140, 5(11),871-878, (2011).

4. А.Н. Ораевский, И.Е. Проценко, Письма в ЖЭТФ, 72, 641-646, (2000).

5. С.Я. Ветров, Н.В. Рудакова, И.В. Тимофеев, В.П. Тимофеев, *Оптика и спектроскопия*, **112**, 3, 638-646 (2012)

ИЗГОТОВЛЕНИЕ СПЛАВНЫХ МНОГОМОДОВЫХ ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИХ РАЗВЕТВИТЕЛЕЙ X-ТИПА 50:50 С ПРИМЕНЕНИЕМ ПОЛЕВОГО АППАРАТА ДЛЯ СВАРКИ ОПТИЧЕСКИХ ВОЛОКОН

Чивильгин А.Л., Сериков С.А.

Поволжский государственный университет телекоммуникаций и информатики (ПГУТИ), Самара, Россия

Предложена простая методика изготовления сплавных многомодовых волоконно-оптических разветвителей X-типа с помощью полевого сварочного аппарата Ericsson FSU-975, представлены результаты апробации.

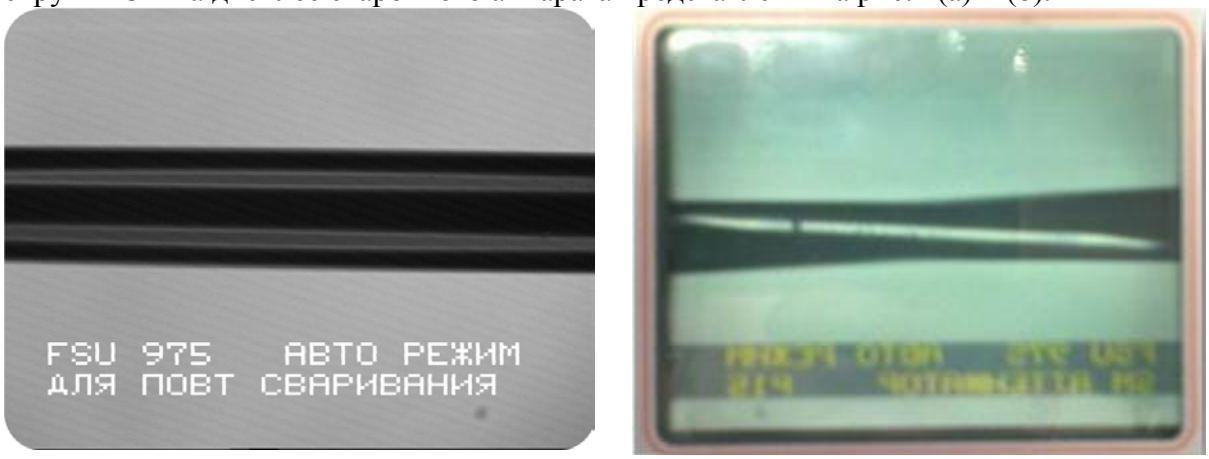
Предлагается простая методика изготовления сплавных многомодовых волоконно-оптических разветвителей X-типа 50:50 с пмомощью полевого сварочного аппарата Ericsson FSU-975. Для этой цели используется программа №9 «Pulling or Tapering»[1] («обработка на конус или вытягивание»), которая, в зависимости от установленных параметров, применяется для формирования на концах оптических волокон (ОВ) микролинз или конических ответвителей. В процессе выполнения программы, состоящей из 3-х этапов, с предустановкой параметров по умолчанию, световод одновременно нагревается и растягивается, принимая форму «песочных часов» и, как результат, разделяется.

Внешний вид экспериментальной установки представлен на рис. 1. Разветвитель изготавливался путем наложения волокон двух катушек «1» и «2» многомодовых ОВ Corning® 50/125 категории OM2+/OM3, каждая из которых предварительно оконцована с одной стороны многомодовыми пигтейлами FC/PC. После выполнения модифицированной программы №9,сварочного аппарата Ericsson FSU-975 «4», контроль качества монтажа разветвителя осуществлялся путем измерения вносимых потерь методом обратного рассеяния с помощью оптического рефлектометра HP E6000A «3» с одномодовым оптическим сменным блоком.

Рис. 1. Внешний вид экспериментальной установки по изготовлению многомодовых волоконно-оптических разветвителей: «1», «2» – многомодовые ОВ; «3» – оптический рефлектометр; «4» – сварочный аппарат Ericsson FSU-975.

Предлагаемая методика включает в себя выполнение следующих этапов. На расстоянии порядка 40…50 см от конца ОВ выполняется удаление акрилового покрытия на длину не более 1,5…2 см. Затем волокна накладываются друг на друга во встречном направлении, при этом совмещаются границы раздела оболочка/акриловое покрытие. Далее ОВ перевиваются, при этом шаг скрутки подбирается таким образом, чтобы сформировалось 5-6 витков. Первые и последние витки осуществляются на акриловом покрытии и фиксируются с помощью липкой ленты. Затем свитые волокна закладываются в юстировочные каретки сварочного аппарата таким образом, чтобы достигалось

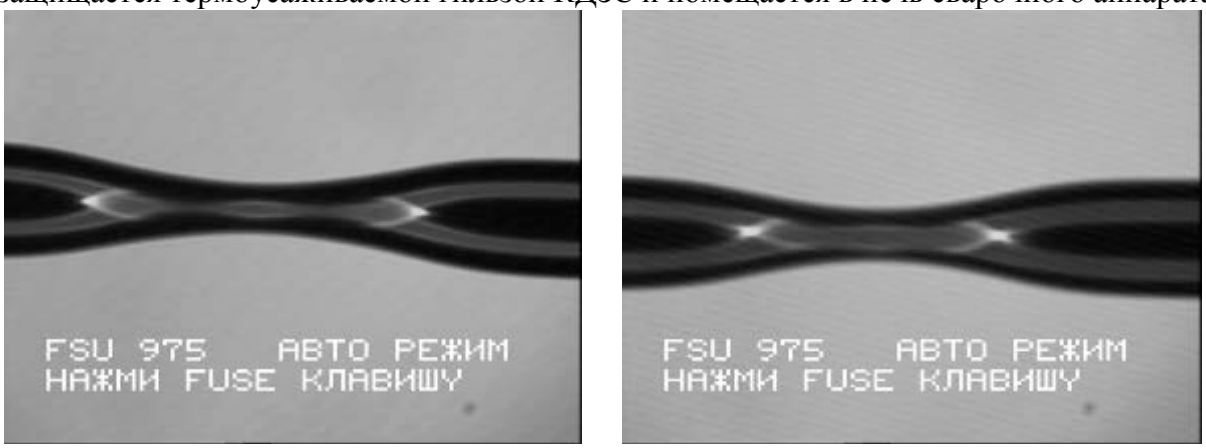
центрирование либо участка между витками скрутки, либо самого витка скрутки относительно положения электродов. Примеры отображения оптимального положения скрутки ОВ на дисплее сварочного аппарата представлены на рис. 2(а) и (б).



(а) (б)

Рис. 2. Оптимальное положение скрутки волокон относительно электродов сварочного аппарата: (а) участок между витками; (б) центрирование витка скрутки

Далее выполняется коррекция параметров программы. Так как при изготовлении сплавного разветвителя разделение волокон не требуется, 3-й этап вытяжки отключается («Pull-3» – «No»). Параметры 1-го и 2-го этапа («Pull-1» и «Pull-2») – ток дуги 0,0…29,9 мА и время вытяжки/обжига 0,0…99,9 с – подбираются соответствующим образом, чтобы минимизировать вносимые потери. Контроль потерь осуществляется с помощью оптического рефлектометра обратного рассеяния (OTDR) HP E600A: после выполнения программы, катушки ОВ поочередно подключаются к оптическому рефлектометру, снимаются характеристики обратного рассеяния в направлениях «А→Б» и «Б→А» на длине волны λ=1310 нм, проводится оценка вносимых потерь полученного разветвителя (рис. 3 (а), (б)). При положительном результате, участок сплавленной скрутки многомодовых ОВ, который, фактически, является рабочей зоной разветвителя, защищается термоусаживаемой гильзой КДЗС и помещается в печь сварочного аппарата.



(а) (б)

Рис. 3. Внешний вид изображения полученных Х-разветвителей на дисплее сварочного аппарата после выполнения программы

Очевидно, что характеристики разветвителя, изготовленного по предложенной методике, напрямую зависят от выбора значения параметров программы №9. Для выявления наиболее оптимальной, с точки зрения минимизации потерь, комбинации тока дуги и времени вытяжки/обжига этапов «Pull-1» и «Pull-2» была проведена серия тестов по изготовлению опытных образцов многомодомовых разветвителей Х-типа, в соответствии с предложенной методикой, методике с последующим измерением вносимых потерь, как было отмечено выше, методом обратного рассеяния. Всего исследовалось более 50

образцов изделия при различных комбинациях указанных параметров программы. Некоторые результаты представлены в виде гистограммы на рис. 4.

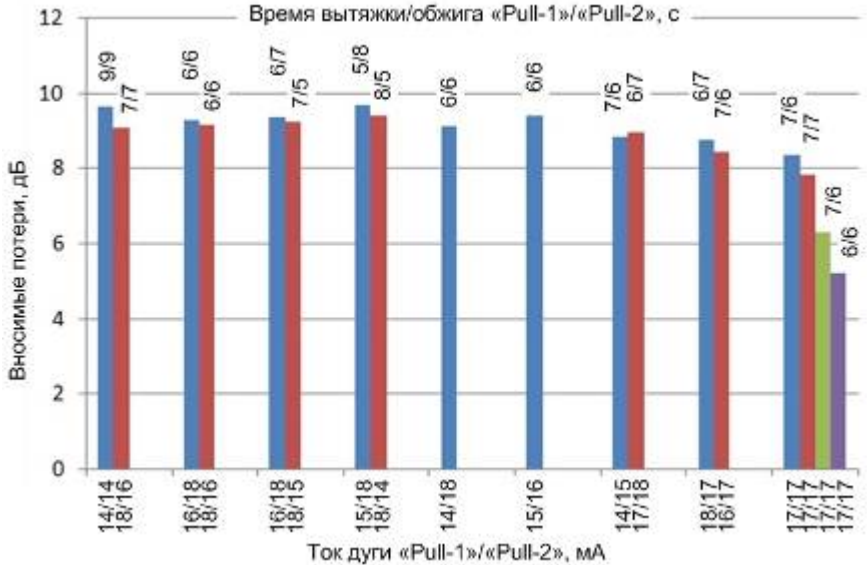


Рис. 4. Результаты оценки вносимых потерь опытных образцов сплавных многомодовых волоконно-оптических разветвителей, изготовленных при разных комбинациях параметров программы №9 сварочного аппарата Ericsson FSU-975.

Анализ полученных результатов показал, что наилучшие результаты достигаются при следующем выборе параметров программы этапов «Pull-1» /«Pull-2»: ток дуги 17/17 мА, время вытяжки/обжига – 6/6 с. При указанных параметрах также была проведена серия дополнительных тестов, которая включала в себя повторное изготовление более 20 образцов разветвителя с последующим измерением вносимых потерь. Для всех образцов при этом потери не превысили 6,5 дБ, а минимальное значение последних составило 5,2 дБ.

1. Ericsson FSU-975. Руководство пользователя. – Ericsson, 2000. – 76 с.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ВОЛОКОННЫХ РЕШЕТОК БРЭГГА, ИНДУЦИРОВАННЫХ В ДВУЛУЧЕПРЕЛОМЛЯЮЩЕМ ОПТИЧЕСКОМ ВОЛОКНЕ С ЭЛЛИПТИЧЕСКОЙ НАПРЯГАЮЩЕЙ ОБОЛОЧКОЙ

Киреенков А.Ю., Аксарин С.М., Варжель С.В., Мунько А.С.

Национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

В работе представлена методика исследования поляризационных преобразований оптического излучения на волоконных брэгговских решетках типа II, индуцированных в двулучепреломляющем оптическом волокне с эллиптической напрягающей оболочкой.

В работе исследуются волоконные брэгговские решетки (ВБР) типа II, индуцированные одиночным импульсом KrF эксимерного лазера методом фазовой маски. Для записи решеток Брэгга было использовано двулучепреломляющее оптическое волокно (ОВ) с эллиптической напрягающей оболочкой. Для увеличения фоточувствительности ОВ концентрация GeO_2 в его сердцевине увеличена до 12 мол.%.

Запись ВБР в анизотропные ОВ позволяет создавать на их основе распределенные фазовые интерферометрические измерительные системы различных физических величин. Однако поляризационные преобразования на решетках Брэгга типа II могут приводить к появлению паразитных интерференционных сигналов в таких системах, в связи с этим необходимо оценить величину этих преобразований.

Для исследования преобразования поляризации оптического излучения на решетке Брэгга типа II, записанной в анизотропном ОВ с эллиптической напрягающей оболочкой, применяется традиционная методика широкополосной интерферометрии с применением поляризационного интерферометра Майкельсона. Суть метода заключается в компенсации разницы фаз между двумя поляризационными модами, распространяющимися в анизотропном ОВ. Линейно поляризованное излучение вводится в одну из оптических осей волокна. При наличии в оптическом волокне неоднородных структур, таких ВБР, происходит преобразование оптической мощности между ортогональными модами. При помощи интерферометра производится сканирование участка волокна с записанной ВБР и определяется местоположение и характеристики неоднородности.

В докладе представлено описание метода использования поляризационного интерферометра Майкельсона, а также методика исследования поляризационных преобразований оптического излучения на волоконных решетках Брэгга и результаты измерения преобразований на ВБР с различными коэффициентами отражений, записанных в анизотропных ОВ.

СПЕКТРАЛЬНО-ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА КВАНТОВЫХ ТОЧЕК PbSe, ОКРУЖЕННЫХ ФТОРОФОСФАТНОЙ МАТРИЦОЙ

Полякова А.В., Абдршин А.Н., Колобкова Е.В., Асеев В.А., Никоноров Н.В.

Национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

В работе исследованы фторофосфатные стекла, активированные квантовыми точками PbSe. Изучено влияние режима термообработки на спектрально-люминесцентные свойства квантовых точек. Определен средний диаметр синтезированных квантовых точек.

В настоящее время повышенное внимание обращено к стеклам, активированным полупроводниковыми квантовыми точками (КТ), т.к. они являются перспективными материалами для создания насыщающихся поглотителей. PbSe является полупроводником с большим радиусом экситона Бора (a_B= 46 нм), у которого наблюдается сильный квантовый размерный эффект. Кроме того, стекла, активированные КТ, являются относительно не дорогостоящими и устойчивыми к сбоям. Однако устройства на базе таких материалов в полной мере не разработаны. Это, главным образом, связано с получаемым широким распределением КТ по размеру ($\Delta R/R>10\%$, где R – радиус КТ), что выражается в широком первом экситоном пике, соответствующем первому экситонному переходу, и их низкой концентрации в матрице. Поэтому необходимо продолжение модернизации технологии синтеза КТ PbSe, введенных в матрицу стекла.

Целью данной работы являлось исследование влияния режима термообработки на оптические свойства квантовых точек PbSe во фторфосфатной матрице.

В данной работе объектами исследования являлись стекла системы Na_2O-P_2O_5-Ga_2O_3-$A1F_3$-ZnO(Se)-PbF_2, содержащие селенид свинца. Для синтеза квантовых точек исходные образцы были подвергнуты термообработке при температуре 415°С. Для

образцов 1, 2 , 3, 4 и 5 время термообработки составило 20, 40, 60, 90 и 120 мин., соответственно. Также в ходе исследования были измерены спектрально-люминесцентные характеристики. На спектрах поглощения образцов 2-5 наблюдался четкий первый экситонный пик в ближнем инфракрасном диапазоне, а также «голубой сдвиг» (положение пика сдвигается в коротковолновую область) по отношению к значению энергии запрещенной зоны объемного кристалла PbSe. Кроме того с увеличением времени термообработки, положение пика сдвигается в длинноволновую область («красный сдвиг»), что демонстрирует строгий квантовый эффект пространственного ограничения. Обнаружена люминесценция квантовых точек в диапазоне 1.1-1.6 мкм. Для полосы люминесценции также характерен сдвиг в длинноволновую область при увеличении времени термообработки.

По положению первого экситонного пика были рассчитаны размеры синтезированных квантовых точек. Максимальный диаметр составил ~9.1 нм.

ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ НА ЭКСИТОННОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ НАНОКРИСТАЛЛОВ CUCL, РАСПРЕДЕЛЕННЫХ В КАЛИЕВО-АЛЮМО-БОРАТНОМ СТЕКЛЕ

Бабкина А.Н., Ширшнев П.С., Цехомский В.А., Никоноров Н.В.

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

В данной работе представлены результаты температурных исследований калиево-алюмо-боратных стекол с нанокристаллами хлорида меди (I). Впервые показано, что часть нанокристаллической фазы, содержащей CuCl, при комнатной температуре остается в аморфном состоянии. Получены температуры плавления и кристаллизации для образцов стекол с разной термообработкой. Было предложено возможное объяснение полученным эффектам.

Стекла с нанокристаллами хлорида и бромида меди (I) изучаются в течение нескольких десятилетий благодаря своим свойствам, таким как фотохромность, нелинейность и крутая граница интенсивного экситонного поглощения в ближней ультрафиолетовой области. Сами по себе макрокристаллы хлорида и бромида меди (I) легко растворимы в воде, поэтому их использование и изучение при контакте с воздушной атмосферой затрудняется. Выход был найден введением нанокристаллической фазы, содержащей галогениды меди (I), в стеклянную матрицу. До недавнего времени нанокристаллы галогенидов меди были выделены только в боросиликатной матрице. Такие стекла известны своими фотохромными свойствами. В ходе их изучения было замечено интересное свойство: при определенной температуре образца интенсивность рентгеновского рассеяния на угле рассеяния, отвечающего за нанокристаллы хлорида меди, резко падала до уровня рассеяния матрицы стекла [1]. Это свойство боросиликатных стекол было изучено довольно подробно несколько позже уже другими авторами [2], однако интерес их изучения остался в области фундаментальной науки.

В стенах кафедры ОТиМ было впервые синтезировано стекло калиево-алюмо-боратной (КАБ) матрицы с нанокристаллами галогенидов меди (I) [3]. Основным отличием от аналогичных стекол боросиликатной матрицы было то, что полученные стекла не обладали фотохромностью. Помимо этого они обладали люминесценцией в видимой области, а также сильным нелинейно оптическим откликом, на которой и был сделан основной акцент при их изучении. В рамках исследования этого нового состава были проведены и температурные исследования методом малоуглового рентгеновского

рассеяния [4]. Было зарегистрировано, что, начиная с комнатной температуры интенсивность рассеяния на угле, характерном для нанокристаллов галогенидов меди, начинала уменьшаться. После анализа этих результатов было принято решение провести более подробные температурные исследования уже в оптическом диапазоне.

В работе было изучено КАБ стекло с нанокристаллами хлорида меди (I). Для выделения в процессе термообработки в матрице стекла нанокристаллов хлорида меди в шихту были введены следующие компоненты: 9,35NaCl, 1,45NaBr и 6,1Cu_2O(вес.%). Термообработка образцов стекла производилась в изотермическом режиме в течение 10часов при температурах 390-440°С. При регистрации спектров поглощения было отмечено, что при увеличении температуры термообработки образца стекла полоса экситонного поглощения сдвигается в область больших длин волн. Этот эффект связан с увеличением размера нанокристаллической фазы, выделяемой в матрице стекла, при увеличении температуры термообработки, что также отмечалось в предыдущих работах по нанокристаллам галогенидов меди [1-2].

Температурные исследования проводились на специально собранной для такого рода исследований установке. Образцы стекла нагревались с постоянной скоростью 1,5°С/мин до температур порядка 200-220°С и также с постоянной скоростью 2°С/мин охлаждались. Во время этого процесса с интервалом в 20секунд при помощи волоконного спектрометра фирмы Avalar регистрировались спектры оптической плотности. До и после цикла «нагрев-охлаждение» у каждого образца был зарегистрирован спектр поглощения на спектрофотометре Lambda 650 (фирмы Perkin Elmer).

На рисунке 1 представлен общий вид температурной зависимости уровня оптической плотности исследованных образцов на длине волны максимума полосы экситонного поглощения CuCl. Основное отличие полученной зависимости от аналогичных, полученных на боросиликатных стеклах [1-2], – это низкие температуры плавления и кристаллизации нанокристаллической фазы.

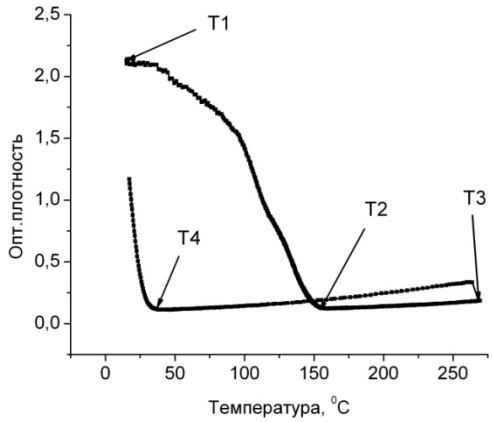


Рис.1. Температурная зависимость оптической плотности КАБ стекла с нанокристаллами CuCl на длине волны максимума полосы поглощения Z1,2 – экситона: Т1-начало нагрева, Т2-температура полного плавления, Т3-температура окончания нагрева, Т4-температура начала кристаллизации

В случае боросиликатных стекол температуры плавления в рассмотренных работах лежали в диапазоне 300-350°С, в нашем случае температуры плавления лежат в диапазоне 130-180°С. Общий же вид зависимости остался таким же и имеет вид кривой гистерезиса. С повышением температуры термообработки было замечено, что температуры полного плавления и начала кристаллизации увеличиваются. Это явление было объяснено влиянием квантово-размерного эффекта, как и в работах по боросиликатным стеклам [1-2].

При сравнении спектра поглощения, зарегистрированного после цикла нагрева, и до него, видно, что полоса поглощения сдвигается в область меньших длин волн, что говорит

об уменьшении среднего размера нанокристаллической фазы в стекле. Однако при наличии дисперсии в размерах нанокристаллов можно утверждать, что в переохлажденном состоянии останутся скорее нанокристаллы с меньшим радиусом, нежели с большим.

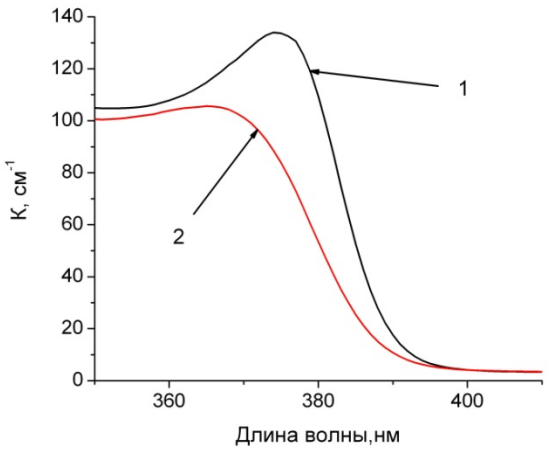


Рис.2. Сравнение спектров коэффициента поглощения образца с температурой термообработкой 390°С 1 – до и 2 – после цикла «нагрев-охлаждение»

Из рисунка 2 видно, что в случае нашего эксперимента произошло наоборот, что физически невозможно. Поэтому был сделан вывод о наличии в нанокристаллической фазе других, помимо CuCl, нанокристаллов, также обладающих экситонной полосой поглощения, лежащей в более длинноволновой области, чем у нанокристаллов CuCl. При рассмотрении фазовой диаграммы CuCl-KCl видно, что точка эвтектики этих двух соединений лежит при температуре 150°С, а в процессе охлаждения выделяются два эвтектических кристалла CuCl и K_2CuCl_3. Кристалл K_2CuCl_3 довольно-таки хорошо изучен, известно, что он также обладает экситоном и плавится инконгруэнтно. Поэтому при регистрации спектра поглощения после цикла нагрева вклад нанокристаллов K_2CuCl_3 в поглощение образца уменьшается. Наличие этого кристалла объясняет и низкие температуры плавления нанокристаллической фазы, полученные на стеклах данного состава.

1. A. V. Dotsenko, L. B. Glebov, and V. A. Tsekhomsky, *CRC Press*, 187p, (1998).

2. П.Н. Валов, В.И. Лейман, *ФТТ*, **Т. 51**, В. 81, с. 1607-1612, (2009).

3. А.А. Ким, Н.В. Никаноров, А.И. Сидоров, В.А. Цехомский, *Письма в ЖТФ,* **Т. 37**, В.9, с. 22-28, (2011).

4. V. V. Golubkov, A. A. Kim, N. V. Nikonorov, V. A. Tsekhomskii, P. S. Shirshnev, *Glass Physics and Chemistry*, **Vol. 38**, Issue 3, pp. 259-268, (2012).

ВЛИЯНИЕ ПЛАЗМОННОГО РЕЗОНАНСА НА УСИЛЕНИЕ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ ИОНОВ

Некрасова Я.А., Асеев В.А., Колобкова Е.В., Никоноров Н.В.

Национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

Разработаны и синтезированы оксифторидные стекла, содержащие серебро и активированные редкоземельными элементами. В результате облучения и последующей термообработки в объеме стекла был выделен серебряный плазмон. Обсуждается влияние плазмонного резонанса на спектрально-люминесцентные свойства полученных материалов.

На сегодняшний день большое внимание уделяется разработка новых люминофоров на основе неорганических материалов, активированных ионами редкой земли. В современных диодах для получения излучения используют YAG:Ce-люминофор или фосфид индия. Однако данная структура не охватывается весь видимый диапазон, для получения красной составляющей «белого света» используют дополнительные люминофоры. Однако такие материалы практически исчерпали свои возможности, поэтому, основные исследования направлены на поиск принципиально новых материалов, а также разработку способов модификации и улучшения оптических свойств существующих люминофоров. Перспективным направлением развития люминофоров является усиление их люминесценции при плазмонном резонансе, которые происходит за счет взаимодействия полей металлических наночастиц с оптическими центрами. В этом случае усиление люминесценции может достигать 100 раз [1]. В работах [1,2] показано усиление люминесценции эрбия и церия при одновременном выделении серебряного плазмона в объеме стекла. Однако существует лишь небольшое количество работ по данному вопросу, и результаты этих исследований носят неоднозначный и порой противоречивый характер. Таким образом данное направление требует более систематического подхода и более подробного изучения.

Целью данной работы являлось изучение влияния серебряного плазмонного резонанса на люминесценцию ионов редкоземельных элементов, введенных в оксифторидную матрицу стекла.

Были разработаны и синтезированы оксифторидные стекла, содержащие в своем составе ионы серебра и активированные редкоземельными ионами (Eu^{3+}, Tb^{3+}, Sm^{3+}). Для выделения плазмона образцы подвергались облучению УФ лампой, с различными дозами, затем проводилась их вторичная термообработка при различных условиях термообработки.

Были исследованы изменения интенсивностей люминесценции полученных стекол в видимой области спектра (300-750 нм). Возбуждение люминесценции осуществлялось УФ лазером (355 и 457 нм), а также неодимовым лазером с удвоением частоты (длина волны 532 нм). Проводилось сравнение спектров люминесценции полученных материалов в зависимости от полученной дозы облучения, а, следовательно, от концентрации серебряных кластеров в объеме стекла.

1. Heng-yong Weia, Jian Lina, Zhao-bin Fenga, Dong-wei Li, Yan Maa, Wen-hai Huang, *Materials Science and Engineering*, **172**, pp. 321–326, (2010).

2. Wen-Hsuan Chao, Ren-Jye Wu, Chih-Song Tsai, Tai-Bor Wu, *Journal of Applied physics*, p. 107, (2010).

ВЛИЯНИЕ ПАРАМЕТРОВ ФОТО-ТЕРМО-ИНДУЦИРОВАННОЙ КРИСТАЛЛИЗАЦИИ НА СКОРОСТЬ ТРАВЛЕНИЯ ФТР СТЕКОЛ

Сорокина М.Г., Бочарова Ю.В., Игнатьев А.И., Никоноров Н.В.

Национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

Впервые исследованы кинетики травления фото-термо-рефрактивного стекла и наноструктурированной стеклокерамики на его основе в растворах плавиковой кислоты при различных режимах обработки исходных образцов. Показано, что с увеличением дозы УФ облучения и времени термообработки скорость травления возрастает.

Одним из перспективных оптических материалов является фото-термо-рефрактивное (ФТР) стекло. ФТР стекло - это фоточувствительный материал на основе натриево-силикатной системы, активированной добавками серебра и церия. В результате фото-термо-индуцированной кристаллизации в облученной области ФТР стекла вырастает наноразмерная кристаллическая фаза NaF.

Сходный по структуре материал Foturan^{TM}, основанный на литиево-силикатной системе (отличие состоит в составе кристаллической фазы и ее объемной доле), обладает важной особенностью: скорость химического травления закристаллизованной области (силикаты лития) в 10-50 раз выше скорости травления стекла[1-3]. Благодаря этому он широко используется для создания микротурбин, микрореакторов, микромембран, датчиков широкой номенклатуры (давления, температуры, химических и биологических веществ и т.д.), 3D-структур и структур типа “lab-on-a chip”, микро-топливных ячеек типа μ-SOFC, микро-электро-механических устройств типа MEMS и MOEMS и т.д. Было показано, что технология химического травления применима и к ФТР стеклам, при этом скорость травления кристаллической фазы в десять раз превышает скорость травления стеклообразной[4]. Однако, несмотря на большой потенциал и перспективность ФТР стекла, механизмы его растворения в плавиковой кислоте не достаточно изучены.

Впервые было исследовано влияние дозы УФ облучения, температуры и длительности термообработки ФТР стекол и наноструктурированных стеклокерамик на скорость их травления в растворе плавиковой кислоты. С помощью варьирования параметров воздействия производится управление размером и количеством кристаллической фазы. Показано, что с увеличением дозы УФ облучения и времени термообработки скорость травления стеклофазы и кристаллической фазы возрастает.

В работе обсуждаются возможности оптимизации условий обработки образцов для увеличения разницы в скоростях травления. Также рассматриваются возможности создания элементов фотоники и мехатроники на ФТР стекле при использовании фото-термо-индуцированной кристаллизации стекла и последующего травления.

1. T.R. Dietrich, W. Ehrfeld, M. Lacher, M. Kramer, B. Speit, *Microelectronic Engineering*, **30**, № 1-4, 497-504, (1996).

2. F.E. Livingston, H. Helvajian, *Applied Physics A: Materials Science & Processing*, **81**, № 8, 1569-1581, (2005).

3. S.D. Stookey, *Industrial and engineering chemistry*, **45**, 115–118, (1953).

4. А.И. Игнатьев, Н.В. Никоноров, М.Г. Сорокина, *Научно-технический вестник СПбГУ ИТМО*, **76**, с.29-33, (2011).

ОПТОВОЛОКОННЫЙ СЕНСОР ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ ДЛЯ СПУТНИКОВЫХ АППАРАТОВ

Данилов И.И., Янукович Т.П.

Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь

В данной работе представлена разработка принципиальной схемы оптоволоконного сенсора гамма-излучения, возможного к использованию на спутниковых аппаратах; проведены численное моделирование работы сенсора в реальных условиях и оценка зависимости чувствительности оптического волокна от дозы облучения сенсора.

В данной работе рассматривается оптическое волокно, сердечником в котором являлся *полиметилметакрилат*(далее ПММА).

Пластиковые оптические волокна обладают хорошей передачей в видимой области электромагнитного спектра.[1] Из-за использования в таком волокне сердечников с достаточном большим диаметром(обычно 1 мм) соединение с источником и детектором не составляет труда.

ПММА также легко поддается обработке (резка, плавка, обработка конца для создания чистой гладкой поверхности).

Обычно эффекты, связанные с воздействием ионизирующего излучения, можно разделить на две основные группы[1]: 1)разрыв главной цепочки(деградация); 2)кросс-линкинг - процесс появления поперечных связей (поперечное сшивание).

Обычно оба процесса идут в волокне параллельно, но в некоторых случаях первый вариант преобладает. Такое волокно называется деградирующим и к такому типу относится и ПММА.

Когда ПММА облучается ионизированным излучением, например гамма-радиацией, свободные радикалы формируются на боковой эфирной цепи, которые в свою очередь являются предвестниками разрыва основной цепи[3], что естественно ведет к потерям при передаче света, через волокно.

Важной величиной является Радиационно-индуцированное ослабление(англ. RIA) В основе расчета RIA лежит закон Ламберта-Бера:

$$\alpha = -\frac{1}{L_0}\log\left\{\frac{P(\lambda)}{P^0(\lambda)}\right\}, \qquad (1)$$

где $\frac{P(\lambda)}{P^0(\lambda)}$ – отношение спектральной мощности излучения света, прошедшего через облученный дозиметр, к свету, прошедшего через дозиметр в отсутствии оного.

Для определения радиационно-индуцированного ослабления используется формула[1]:

$$RIA = -\frac{10}{L_0}\log\left\{\frac{P_T(\lambda,t)}{P_T{}^0(\lambda)}\right\}, \qquad (2)$$

где L_0 - длина облучаемого волокна, $P_T(\lambda,t)$ - измеренное оптическая мощность в облученном волокне и $P_T{}^0(\lambda,)$ - мощность в эталонном волокне.

В качестве чувствительного элемента в сенсоре будет использоваться оптическое волокно с сердечником из полиметилметакрилат (ПММА).

В качестве нашего источника будет использовать небольшого размера лазер, который будет давать излучение с длиной волны 525 нм, т.к. на данной длине волны чувствительность нашего волокна будет наибольшей[1].

В качестве приемника будет использоваться фотодиод.

После обработки сигнала(перевода его из оптического в электромагнитный с последующей оцифровкой) его можно подключить к телеметрии спутника, что предоставляет широкие возможности для работы с ним.

Принципиальная схема представлена на рисунке:

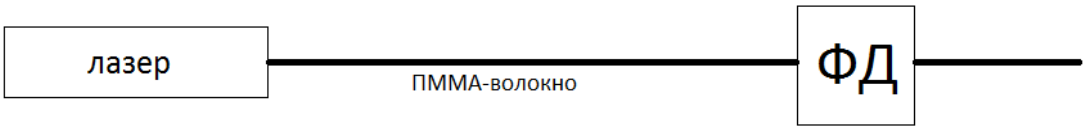


Рис. 1. Принципиальная схема

Интенсивность прошедшего света будет падать при увеличении дозы облучения:

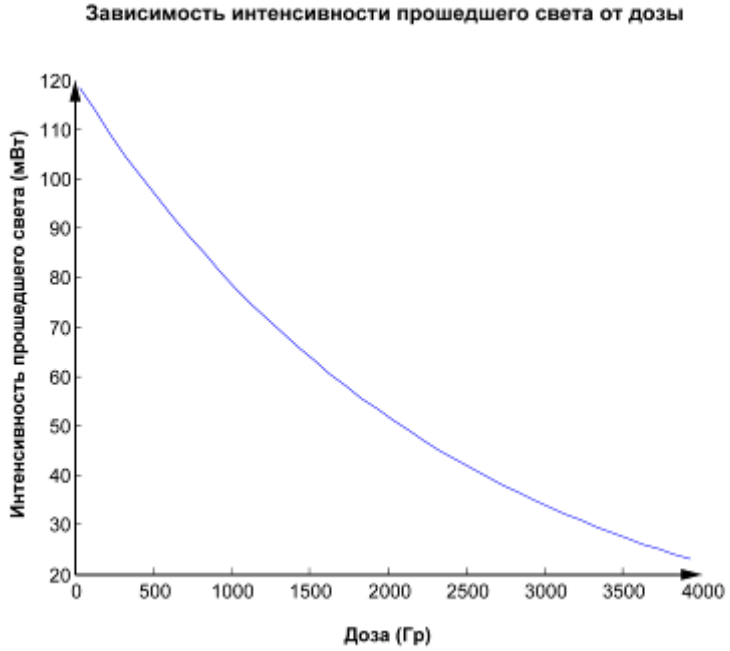


Рис. 2. Зависимость интенсивности прошедшего света от дозы

Для расчета RIA была получена чувствительность данного волокна при длине волны света в волокне 525 нм.[1] Чувствительность для данной длинны волны составляет 0,6 дБ/(м*кГр), что позволило смоделировать график зависимости RIA от дозы облучения:

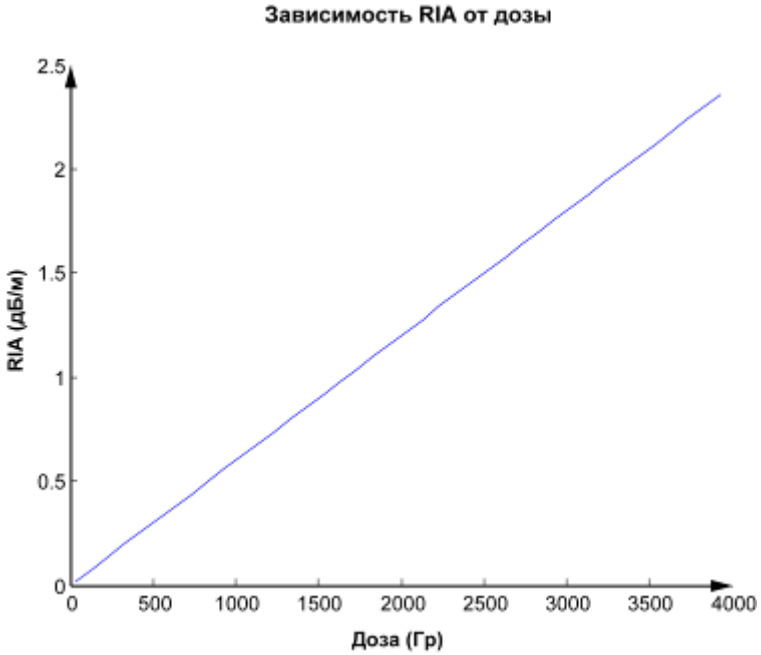


Рис. 3. Зависимость RIA от дозы

Линейность зависимости RIA позволяет легко определить поглощенную дозу.

Однако поведение волокна при реальном эксперименте будет немного отличаться от этой модели, но сохраняет свою линейность на большом участке. Это обусловлено тем, что для дозы меньше 1 кГр RIA растет медленно, а также тем, что при определенной дозе волокно достигает так называемого насыщения, после чего RIA перестает изменяться не зависимо от дозы[1].

Медленный рост RIA при малых дозах можно объяснить тем, что дефекты, возникающие в волокне под действием радиации, распределены не равномерно и их концентрация мала.

Чувствительность самого сенсора будет зависеть от длинны облучаемого участка, что позволяет регулировать нужную нам точность всего лишь изменяя длину облучаемого участка.

Также волокно имеет различные значения чувствительности для различных длин волн, используемых лазером-источником[1].

Свойства ПММА таковы, что оптическое волокно начинает восстанавливаться сразу по прекращении воздействия на него радиации. Данный процесс протекает сам и не требует какого-либо воздействия на оптоволокно, однако нужно изолировать волокно от воздействия радиации.

Минимальное время, которое понадобится для восстановления работоспособности волокна, составляет 200 часов.[2] В виду этого стоит имеет смысл использовать не один сенсор, а систему из нескольких.

1. S. O'Keeffe, E. Lewis *POLYMER OPTICAL FIBRE FOR IN SITU MONITORING OF GAMMA RADIATION PROCESSES*, international journal on smart sensing and intelligent systems, vol. **2**, no. 3, (september 2009)

2.S O'Keeffe, C Fitzpatrick, A Fernandez Fernandez, E Lewis, AI Al-Shamma'a *OPTICAL FIBRE SENSOR FOR THE ONLINE MONITORING OF GAMMA RADIATION DOSES* , Journal of Physics: Conference Series 76 (2007)

3. V.G. Bespalov, N.S. Makarov, *Proc. SPIE*, **4638**, с.30-40, (2002).

ОСОБЕННОСТИ ФУНКЦИОНИРОВАНИЯ АЛГОРИТМОВ МНОГОКРИТЕРИАЛЬНОЙ ОПТИМИЗАЦИИ НА ОСНОВЕ ЭВОЛЮЦИОННЫХ СТРАТЕГИЙ

Шалин В.Б., Тропин А.Н. Котликов Е.Н.

Санкт-Петербургский государственный университет аэрокосмического приборостроения, Санкт-Петербург, Россия

В работе представлен новый подход к решению задач проектирования многослойных оптических покрытий с использованием эволюционных стратегий на основе генетических алгоритмов. Рассмотрены основные преимущества данного метода проектирования оптических покрытий.

Расширение спектрального диапазона работы оптических приборов в ультрафиолетовую и видимую области спектра приводят к усложнению конструкций интерференционных покрытий, наносимых на преломляющие и отражающие грани оптических элементов. Под конструкцией интерференционных покрытий понимаются толщины слоёв, из которых формируются покрытия, и показатели преломления плёнкообразующих материалов этих слоёв. Покрытие может состоять из десятков слоёв разной толщины и состава. Выбор конструкции, спектральная характеристика которой удовлетворяла бы заданным требованиям, является достаточно сложной задачей, часто не

имеющей однозначного решения. Для проектирования многослойных оптических покрытий, в основном, используется подход, основанный на минимизации оценочной функции – функции качества[1]. Существующие на сегодняшний день программы синтеза не только трудоёмки и требуют больших временных затрат, но не всегда дают однозначное решение. Примером таких программ могут служить метод градиентного спуска и переборный метод. Для реализации метода градиентного спуска необходимы громоздкие вычисления градиента функции качества, при этом не исключена вероятность попадания функции качества в локальный оптимум. При решении задач синтеза методом перебора требуются большие временные затраты для вычисления функции качества в каждой точке пространства.

В настоящее время в задачах многопараметрической оптимизации и проектирования в различных областях науки и техники получили развитие генетические алгоритмы, которые позволяют находить оптимальное решение задач синтеза. Основными задачами в адаптации генетического алгоритма для решения задач многопараметрической оптимизации и проектирования оптических покрытий являются разработка и исследование генетических операторов кроссинговера, мутации и селекции[2], выбор способа кодирования альтернативных решений. Применительно к задачам проектирования оптических покрытий основное отличие этих методов заключается в том, что в процессе нахождения оптимального решения нет необходимости вычислять производные функции качества, что существенным образом сказывается на быстродействии и эффективности алгоритмов. В основе работы генетических алгоритмов лежит моделирование некоторых механизмов популяционной генетики: манипулирование хромосомным набором при формировании генотипа новой особи путем наследования участков хромосомных наборов родителей (кроссинговер), случайное изменение генотипа, известное в природе как мутация. Также важным механизмом, заимствованным у природы, является процедура естественного отбора, направленная на улучшение от поколения к поколению приспособленности членов популяции. Генетический алгоритм - это комбинация двух методов: переборного и градиентного спуска. Механизмы скрещивания и мутации реализуют переборную часть метода, а отбор наилучших решений – метод градиентного спуска. Генетический алгоритм осуществляет одновременный поиск по многим направлениям за счет использования популяции возможных решений.

Так же одним из преимуществ методов, использующих генетические алгоритмы, является получение не единственного квазиоптимального решения, а набора альтернативных решений с заданной точностью удовлетворяющих требованиям. Из полученных решений выбирается наиболее подходящая структура покрытия. Критерием выбора могут служить результаты исследования воспроизводимости спектральных характеристик покрытий, анализ устойчивости к ошибкам в толщинах и показателей преломления каждого слоя покрытия[3], или результаты предпроизводственного анализа.

1. P. Baumeister, Design *J. Opt. Soc. Amer.*, Vol. 48, pp.955-957, (1958)

2. В.Б. Шалин, А.Н. Тропин, *Научно – технический вестник ИТМО*, №5(75), с.1-5, (2011)

3. В.Б. Шалин, *I Всероссийский Конгресс молодых ученых, Сборник тезисов. СПб ИТМО*, с.23-24, (2012)

ОСОБЕННОСТИ ПРОЦЕССОВ КРИСТАЛЛИЗАЦИИ ЭЛЕКТРОЛЮМИНОФОРОВ НА ОСНОВЕ ZnS

Трофимов А.О., Бибик А. Ю., Колобкова Е. В., Нурыев Р. К.

Национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

Данная работа посвящена изучению влияния ударно-волновой обработки сульфида цинка и условий синтеза на характеристики цинк-сульфидных электролюминофоров. Приведены результаты исследования яркостных и спектральных характеристик синтезированных образцов. Показано влияние метода получения на структурные характеристики электролюминофоров.

В последнее десятилетие все большее внимание уделяется разработке и изучению электролюминесцентных структур на основе соединений $A^{II}B^{VI}$, которые являются базой многих приборов и устройств отображения информации. Качество и надежность устройств во многом определяются свойствами используемого в них люминофора, поэтому разработка ярких и стабильных люминофоров, в частности на основе сульфида цинка, является актуальной задачей. Решить данную задачу можно за счет совершенствования технологии синтеза люминофоров, применения современных методов воздействия на сырье и люминофорную матрицу с целью повышения характеристик люминофора выше пределов достигаемых оптимизацией химического состава и температурных режимов синтеза.

Электролюминофоры на основе сульфида цинка, легированные медью и марганцем, используются в источниках света, возбуждаемых постоянным или переменным током. Особенностью электролюминофоров состава ZnS:Cu,Mn является возможность изменять цвет свечения в области от синего до оранжевого. Это можно осуществлять как на стадии синтеза люминофора, путем изменения концентрации активаторов, так и в изготовленном источнике света путем изменения частоты возбуждающего напряжения.

В частности использование ударно-волнового воздействия на сульфид цинка, находящегося в герметичной медной ампуле, приводит к повышению дефектности ZnS и измельчение его кристаллов, что улучшает диффузию меди во время высокотемпературного синтеза люминофора.

Для увеличения яркости свечения следует повысить концентрацию активаторов в частицах ЭЛФ, однако максимальная концентрация ограничена пределом растворимости меди и марганца в сульфиде цинка. Поэтому простым увеличением концентрации активаторов в исходной шихте повысить количество центров свечения выше определенного предела невозможно - необходимо увеличить растворимость меди и марганца в сульфиде цинка. Этого можно достигнуть, создав в его структуре дополнительные дефекты (вакансии цинка и серы), которые облегчили бы диффузию активаторов и их встраивание в решетку во время высокотемпературного синтеза люминофора. Для этого следует модифицировать исходный сульфид цинка путем ударно волнового воздействия (УВВ).

Для выяснения влияния концентрации меди и ударно-фолнового воздействия на структуру ЭЛФ использовался метод рентгенофазового анализа (РФА). Были синтезированы образцы сульфида цинка, легированные медью с концентрацией 0, 0.15 и 1 %.

Показано, что ударно-волновая обработка исходного сульфида цинка создает дефекты в его структуре (вакансии цинка и серы), которые облегчают диффузию активаторов и их встраивание в решетку во время высокотемпературного синтеза люминофора [1]. Однако формируемые дефекты не устраняются полностью в процессе

термической обработки, что приводит к увеличению числа безызлучательных центров рекомбинации носителей и снижению яркости.

Использование алюминиевой фольги в качестве прокладки между порошком и ампулой, предотвращая его загрязнение материалом ампулы в процессе обработки взрывом, позволяет значительно повысить яркость синтезированных люминофоров. Введение Cu приводит к переходу от сфалеритной к вюрцитной ZnS кристаллической фазе, что приводит к увеличению яркости. Увеличение концентрации не приводит к изменению фазового состава, а приводит к увеличению яркости электролюминесценции.

Полученные результаты могут быть использованы для усовершенствования технологии синтеза цинк-сульфидных электролюминофоров с целью повышения их яркости.

1. Ю.Ю. Бачериков [и др.], Структурные превращения в ZnS : Cu в процессе термического отжига, *Физика и техника полупроводников.*, **46**, №2, с.198-203, (2012).

ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ И ФОТОДЕСТРУКЦИЯ НАНОЧАСТИЦ И МОЛЕКУЛЯРНЫХ КЛАСТЕРОВ СЕРЕБРА В ФОТО-ТЕРМО-РЕФРАКТИВНЫХ СТЕКЛАХ

Игнатьев Д.А., Игнатьев А.И., Никоноров Н.В.

Национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

Исследованы процессы разрушения серебряных молекулярных кластеров и наночастиц серебра в фототерморефрактивных стеклах при облучении импульсным лазером (532 нм). Исследованы люминесцентные свойства образцов до и после облучения импульсным лазером.

Фототерморефрактивные (ФТР) стекла[1] представляют собой перспективный класс фоточувствительных материалов, разработанных для записи высокоэффективных объемных фазовых голограмм. ФТР стекла – это сложные гетерофазные структуры, в которых под действием света и последующей термической обработки выделяются наночастицы серебра, на которых вырастают нанокристаллы NaF[2]. На основе этих стёкол создаются фазовые голограммы, используемые в качестве узкополосных селекторов, комбайнеров световых пучков, фильтров, повышающих спектральную яркость лазерных диодов. Голографические элементы на основе ФТР стекла часто используют в мощных лазерных системах. ФТР стекла с повышенным содержанием серебра представляют интерес для формирования плазмонных структур, которые могут применяться, как в интегральной оптике в виде планарных волноводов, получаемых методом ионного обмена или методом эффузии, так и для создания плазмонных химических и биологических сенсоров и микрореакторов. Кроме этого, металлические коллоиды, распределенные в стекле, вносят оптическую нелинейность третьего порядка на длине волны, близкой к длине волны поверхностного резонанса металлического кластера. Процесс разрушения молекулярных комплексов серебра, образующихся в ФТР стекле после УФ облучения путем воздействия лазерным излучением был описан в работе[3].

В данной работе исследовались образцы фототерморефрактивных стекол натриевоалюмоцинксиликатной системы, $Na_2O – Al_2O_3 – ZnO – SiO_2 – NaF – NaHal$ (Hal = Cl, Br), активированной CeO_2, Sb_2O_3, и Ag_2O. Стекла синтезировались в кварцевых или платиновых тиглях при температуре 1450^oC в воздушной атмосфере с перемешиванием расплава платиновой мешалкой Температура стеклования составляла 475 – 495^oC в зависимости от содержания фторидов. Образцы стекол в виде плоскопараллельных

пластин облучались УФ излучением ртутной лампы высокого давления и термически обрабатывались в муфельной печи. Измерение спектров поглощения осуществлялось на спектрофотометре Lambda 650. Облучение производилось второй гармоникой (532 нм) импульсного YAG:Nd^{3+} лазера (Solar LQ-129). Энергия импульса составляла 68 мДж, длительность импульса - 13 нс и частота повторения 10 Гц. На образец пучок фокусировался в пятно диаметром 3.5 мм.

Показано, что:

- при облучении стекол, содержащих наночастицы серебра, происходит существенное изменение спектров поглощения. Амплитуда полосы плазмонного резонанса серебряных частиц с максимумом, варьируемым в диапазоне 411-450 нм в зависимости от структуры частицы и состава стекла, уменьшается в зависимости от дозы излучения, вплоть до полного ее исчезновения (Рис.1);
- эффект обесцвечивания поглощения наночастиц серебра наблюдается , как для наночастиц находящихся в окружении кристаллической фазы NaF (классическое ФТР стекло), так и для наночастиц серебра, находящихся в окружении матрицы стекла. При этом фотообесцвечивание происходит тем эффективнее (требуется меньшая доза облучения), чем больше поглощение коллоидного серебра на длине волны излучения (532 нм) при одинаковой начальной оптической плотности в максимуме полосы поглощения серебра;
- фоторазрушению подвержены как наночастицы серебра, так и молекулярные кластеры серебра, образующиеся при облучении ФТР стекла ультрафиолетовым излучением;
- у эффекта фотообесцвечиния имеется порог (плотность энергии 70 мДж/$см^2$), ниже которого наночастицы серебра не разрушаются и поглощение серебра не изменяется. Данный пороговый эффект следует учитывать при разработке технологии фотообесцвечивания.
- при фотодеструкции интенсивность люминесценции молекулярных кластеров серебра снижается;
- у наночастиц серебра, обладающих плазмонным резонансом, люминесценция, при длине волны возбуждения 405нм, не регистрируется;
- при фотодеструкции наночастиц серебра возникает полоса люминесценции, с максимумом, смещенным в длинноволновую область.

На основании спектров поглощения и спектров люминесценции сделан вывод, что под действием импульсного лазерного излучения происходит фотофрагментация наночатиц серебра с образованием более мелких частиц и атомов с фотоионизацией атомов и переходом их в ионное состояние.

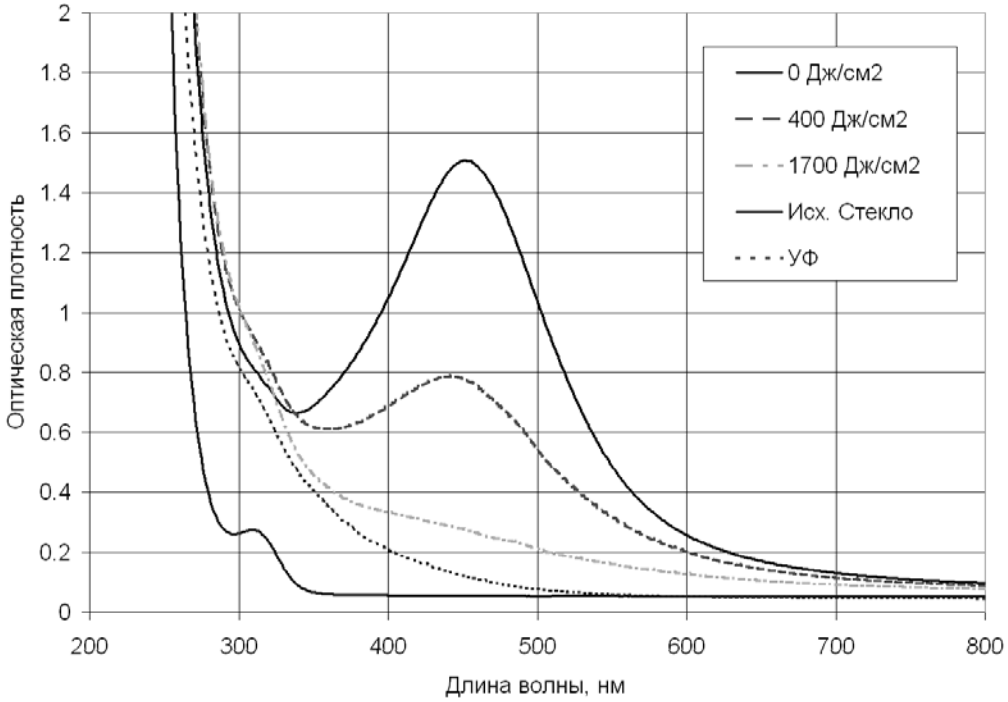


Рис. 1 Зависимость поглощения ФТР стекла от дозы облучения импульсным лазерным излучением с длиной волны 532 нм.

1. Stookey S. D., Beall G. H., Pierson J. S., *J. Appl. Phys*. **V. 49**, N. 10, p. 5114, (1978).
2. Никоноров Н.В., Панышева Е.И., Туниманова И.В., Харченко М.В. *Физика и химия стекла*, **т.19**, №3, 442-448, (1993).
3. Ignatiev A.I., Ignatiev D.A., Nikonorov N.V., Photodestruction of silver nano particles in nanoglassceramics, 10th International Symposium on Crystallization in Glasses and Liquids: Programme and Abstracts, 23-26 September 2012, Goslar, Germany. P. 82.

ВЛИЯНИЕ КОНЦЕНТРАЦИИ СЕРЕБРА НА ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ФОТОТЕРМОРЕФРАКТИВНЫХ СТЕКОЛ

Дубровин В.Д.

Национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

Исследовано влияние концентрации серебра в составе стекла на формирование серебряных наночастиц. На основе спектров поглощения стекол и литературных данных сделаны выводы о формировании наночастиц серебра с различными оболочками в зависимости от концентрации оксида серебра.

Фототерморефрактивные (ФТР) стекла с повышенным содержанием серебра представляют интерес для формирования плазмонных структур, которые применяются в интегральной оптике и наноплазмонике, так как на основе этих стёкол создаются сверхузкополосные фильтры, комбайнеры световых пучков, фильтры, повышающие спектральную яркость лазерных диодов[1,2]. Обработка ФТР стекол ультрафиолетовым (УФ) излучением с последующей термообработкой позволяют выделить в объем стекла металлическую фазу в виде наночастиц серебра, а также вырастить на этих коллоидных центрах кристаллическую фазу[3].

В работе исследовались стекла, синтезированные в СПб НИУ ИТМО и имевшие следующий состав: Na_2O-ZnO-Al_2O_3-SiO_2-NaF-NaBr (Hal = Cl, Br) с добавкой фотосенсибилизатора CeO_2 (0.007 mol.%), восстановителя Sb_2O_3 (0.04 mol.%). С переменным содержанием Ag_2O от 0,006 до 0,13 мол.% по синтезу. Стекла синтезировались в воздушной атмосфере при температуре 1450^{o}C. Температура стеклования была измерена на дифференциальном сканирующем калориметре STA6000 (Perkin-Elmer) и составила 494 ^{O}C. Образцы изготавливались в виде плоскопараллельных пластин толщиной 0.3 - 1 мм, облучались УФ излучением ртутной лампы и термически обрабатывались в градиентной печи при различных температурах (450, 500, 530 и 550^{o}C). Спектры поглощения измерялись на всех стадиях эксперимента: 1) у исходного стекла, 2) после УФ облучения, 3) после термической обработки. Спектры поглощения измерялись на спектрофотометре Lambda 650 с шагом 1нм.

Спектры поглощения исходных стекол близки между собой, из чего следует, что увеличение концентрации оксида серебра не вносит существенных изменений в структуру стекла. На спектрах поглощения облученных УФ стеклах наблюдается увеличение коэффициента поглощения в области 250 – 450 нм, вызванное формированием серебряных молекулярных комплексов Ag_n. При этом наблюдаемое увеличение поглощения пропорционально количеству введенного серебра. Термообработка облучённых УФ стекол приводит к их окрашиванию в желто-коричневый или коричневый цвет, в зависимости от концентрации серебра. Из спектров поглощения видно, что данная окраска вызвана образованием наночастиц серебра, обладающих плазмонным резонансом в области 400-500нм. Так же с ростом концентрации серебра интенсивность пика плазмоннного резонанса возрастает и он смещается в длинноволновую область, что свидетельствует о росте размера наночастиц и образования на них оболочки из высокопреломляющей фазы, по-видимому,- бромида серебра[4].

1. Н.В. Никоноров, Е.И. Панышева, И.В. Туниманова, М.В. Харченко, *Физика и химия стекла*, **19**, 3, 442-448, 1993.

2.С.С. Киселев, Н.В. Никоноров, *Научно-технический вестник СПбГУ ИТМО*, №52, 50-55, 2008

3.Е. И. Панышева, Н. Д. Соловьева, И.В Туниманова. *Физ. и хим. стекла*. **19**. №1. 109—116, 1993.

4.Н.В. Никоноров, А.И.Сидоров, В.А. Цехомский, К.Е. Лазарева *Оптика и спектроскопия*. ***107***, № 5. 745-747. 2009.

ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДОВ УМЕНЬШЕНИЯ ОПТИЧЕСКИХ ПОТЕРЬ ПРИ СВАРКЕ АНИЗОТРОПНЫХ ВОЛОКОННЫХ СВЕТОВОДОВ

Артеев В.А., Мешковский И.К.

Национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

Настоящая работа посвящена исследованию применимости методов уменьшения оптических потерь на сварке для анизотропных оптических волокон с различными диаметрами модовых полей. Рассмотрены метод адиабатического сужения свариваемых световодов и метод термического расширения сердцевины.

Сварка анизотропных оптических волокон широко применяется при изготовлении современных волоконно-оптических измерительных систем. Основные преимущества

сварки перед альтернативными способами соединений заключаются в малых оптических потерях, компактности и высокой стабильности.

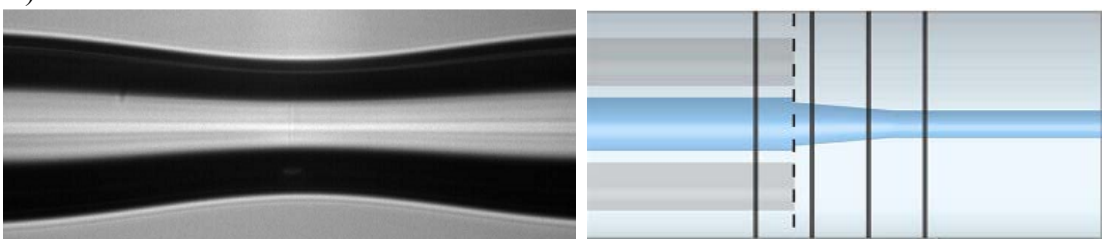
Для увеличения отношения сигнал-шум измерительных систем на основе оптического волокна необходимо сводить к минимуму потери в их чувствительном тракте. Одним из путей решения этой задачи является уменьшение оптических потерь на сварке световодов.

Цель работы

Уменьшение оптических потерь при сварке анизотропных световодов с различными диаметрами модовых полей.

Базовые положения исследования

Различие диаметров модовых полей свариваемых световодов является одной из основных причин оптических потерь на сварке. Среди существующих методов уменьшения потерь на сварке наиболее простыми и универсальными являются метод адиабатического сужения волокон (рис.1а) и метод термического расширения сердцевины (рис.1б).



а) б)

Рис.1. Методы уменьшения оптических потерь на сварке: а) метод адиабатического сужения, б) метод термического расширения сердцевины

Суть первого состоит в формировании плавного конического перехода между свариваемыми волокнами за счёт уменьшения их внешнего диаметра[1]. Второй подход заключается в увеличении диаметра сердцевины одного из волокон при помощи нагревания за счёт диффузии легирующих добавок сердцевины в оболочку[2].

В работе исследуется влияние перечисленных методов на коэффициент экстинкции сварки, и выявляются оптимальные параметры таких методов с точки зрения поляризационных преобразований и оптических потерь.

1. Yablon A.D. *Optical fiber fusion splicing*, N. Y.: Springer, (2005)

2.Takahashi K., Yaguchi S., Kawanishi N., Ohtani T. *Development of a new factory fusion splicer*. IWCS, Eatontown, NJ, (2001)

МАГНИТНО-АБРАЗИВНАЯ ОБАБОТКА ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ ПОВЕРХНОСТЕЙ ОПТИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ

Путилин Э.С, Буй Динь Бао

Национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

В работе рассмотрены динамические процессы, происходящие при магнитно-абразивной обработке, определённа формула износа и относительного износа при магнитно-абразивной обработке.

Формообразование оптических элементов всегда является актуальной задачей оптической технологии. Один из неординарных методов формообразования – это метод магнитно-абразивной обработки. Магнитно-абразивный метод обработки поверхностей

оптических элементов применяется в основном при финишных операциях формообразования с целью достижения оптимальных параметров поверхности.

В работе рассмотрены динамические процессы и математические зависимости, возникающие в процессе магнитно – абразивной обработки.

При магнитно-абразивной обработке цилиндрических поверхностей оптических элементов деталь помещена в пространстве между прямоугольными полюсами (рис. 1.)

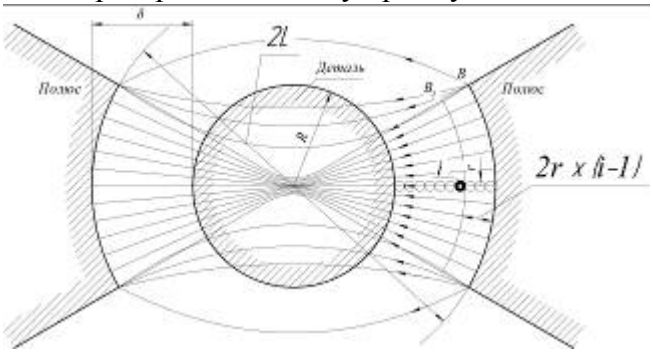


Рис. 1. Магнитно-абразивная абработка

Под действием магнитного поля, магнитные силы удерживают зерна в рабочем зазоре и абразивные порошки, находящиеся в зазоре между деталью и полюсом, действуют на обрабатываемую поверхность детали.

По закону Престона [1], значение износа при обработке определяется по формуле:

$$dj = k \cdot P \cdot u \cdot dt, \qquad (1)$$

где dj – линейная величина износа в данной точке поверхности, отсчитываемая от исходной поверхности; P – величина нормального давления, возникающего под действием магнитного поля на абразивные частицы; u – относительная скорость перемещения абразивной частицы и обрабатываемой поверхности; k – постоянный коэффициент для данного режима процесса.

При магнитно-абразивной обработке нормального давления на поверхность детали под действием магнитной силы определится следующим образом [2]:

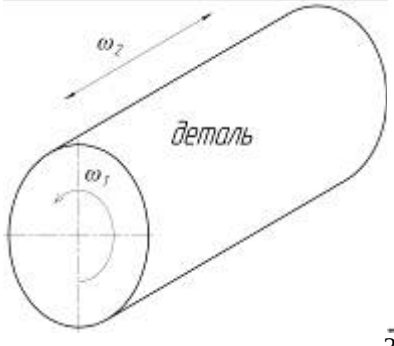
$$P = \left(\frac{20}{\pi^5}\right)^{1/3} \cdot 10^2 \cdot \left(k_1 + k_2\right)^{-2/3} \cdot \left(r/L\right)^{1/3} \cdot B^{2/3} \cdot \left\{\sum_{i=1}^{n} \frac{1}{\left[1 - 6 \cdot \left(r/L\right) \cdot i\right]}\right\}^{1/3}, \qquad (2)$$

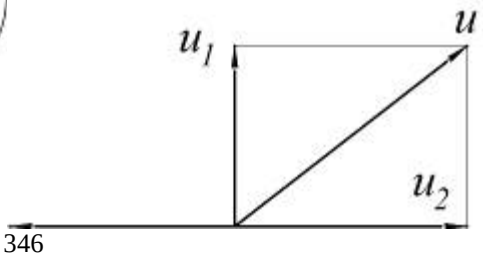
где r – радиус зерна; L – радиус рабочей поверхности полюса; B – средняя величина магнитной индукции на рабочей поверхности полюса; i – порядковый номер абразивной частицы (зерна) в цепочке, расположенной вдоль линий магнитной индукции (рис. 1.); $k_1 = \frac{1-\nu_1^2}{\pi \cdot E_1}$, $k_2 = \frac{1-\nu_2^2}{\pi \cdot E_2}$; ν_1, E_1, ν_2, E_2 – коэффициент Пуассона и модуль Юнга для детали и зерен.

При обработке, деталь вращается вокруг оси, проходящей через ее центр с угловой скоростью ω_1, а магнит совершает возвратно-поступательное движение определяемое уравнением:

$$x = A \cdot \sin\left(\omega_2 t\right), \qquad (3)$$

где A – амплитуда; ω_2 – частота возвратно-поступательного движения; t – время.





а) б)

Рис. 2. Определение относительной скорости: а) два движения детали и магнита, б) векторные скорости: $u_1=\omega_1 r$ – линейная скорость вращения; $u_2=\omega_2 A\cos(\omega_2 t)$ – скорость возвратно-поступательного движения.

Рассмотрим скорость относительного перемещения точки А на поверхности детали (рис. 2.). Эта скорость равна:

$$\overline{u} = \overline{u_1} + \overline{u_2}\,, \qquad (4)$$

После некоторых преобразований величина скорости u равна:

$$u = \sqrt{u_x^2 + u_y^2} = \sqrt{\omega_1^2 r^2 + \omega_2^2 A^2 \cos^2(\omega_2 t) - 2\omega_1\omega_2 A \cdot r \cdot \sin(\omega_1 t)\cos(\omega_2 t)}\,, \qquad (5)$$

Из (2) (5) видно, что износ поверхности определяется только величиной относительной скорости, так как давление от времени не зависит. Поставляя значение из (2) (5) в (1) получаем значение износа при магнитно-абразивной обработке:

$$j = k.P.\int_0^t u \cdot dt\,, \qquad (6)$$

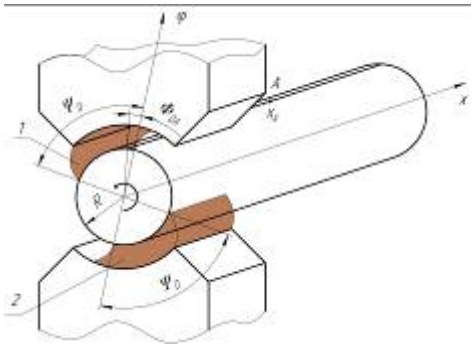


Рис. 3. Магнитно-абразивная обработка в реальном случае

Видно, что процесс обработки точки А происходит только когда зона с точкой А находится в рабочем зазоре. Поэтому в формуле (6) подынтегральное выражение нужно умножить еще на два сомножителя $f_1(t)$ и $f_2(t)$, которые определяются, совпадает ли положение зоны обработки (полюсов магнита) с этой зоной (точка А). Значения функции $f_1(t)$ и $f_2(t)$ равны 1 когда зона с точкой А лежит в рабочем зазоре, а кроме этого примут значение 0.

$$j = k.P.\int_0^t f_1(t) \cdot f_2(t) \cdot u \cdot dt\,, \qquad (7)$$

Зависимость (7) определяет абсолютное значение износа. Видно, что присутствует коэффициент пропорциональности k, который определяется размером абразивных частиц, их концентрацией, составом СОЖ, температурой и.т.д. Поэтому необходимо определить относительное значение износа, которое легко измерить экспериментально.

Относительный износ любой зоны с точкой А к зоне с точкой О в центре детали определяется по формуле:

$$Jr = \int_0^t f_{1A}(t) \cdot f_{2A}(t) \cdot u_A \cdot dt \Big/ \int_0^t f_{1O}(t) \cdot f_{2O}(t) \cdot u_O \cdot dt\,, \qquad (8)$$

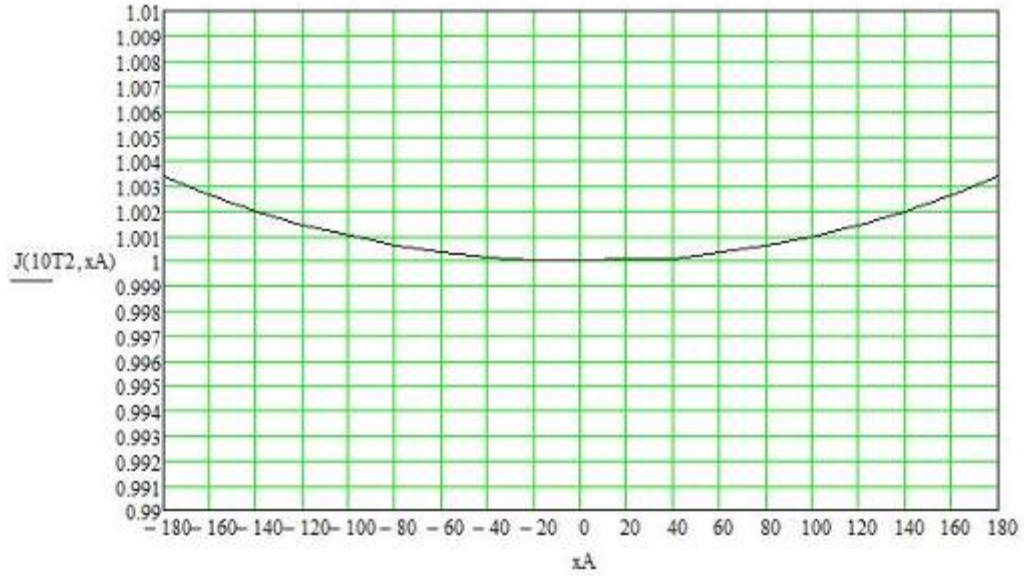


Рис. 4. Зависимость относительного износа от координат
A=560 (мм) n_1=540 (мин$^{-1}$), n_2=200 (мин$^{-1}$), T =10T2=27T1=0.3 (с)

На рис. 4. изображен относительный износ при обработке детали с размером: радиус - 5 (см); длина - 36 (см). Видно, что при магнитно-абразивной обработке можно получить поверхность с высокой точностью (отклонение между краем и центром 0,34%).

1. Сборник статей под редакцией проф. К.Г. Куманина «Формообразование оптических поверхностей» Государственное Научно-Техническое Издательство Оборонгиз Москва 1962.

2. Буй Динь Бао, Э.С. Путилин. «Магнитно-абразивная обработка цилиндрических поверхностей оптических элементов» Сборник тезисов докладов конгресса молодых ученых, выпуск 2. – СПб: НИУ ИТМО, 2013. 451 с. стр. 9.

ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СТЕКЛА И ВОЛОКНА С МОЛЕКУЛЯРНЫМИ КЛАСТЕРАМИ СЕРЕБРА ДЛЯ ДАТЧИКОВ ТЕМПЕРАТУРЫ

Агафонова Д.С., Сидоров А.И.*

Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ» им. В.И. Ульянова (Ленина), Санкт-Петербург, Россия
*Национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

Оптические материалы и технологии, стендовый

Представлены результаты исследования влияния температуры на спектральный состав и интенсивность люминесценции молекулярных кластеров серебра в силикатных и оксифторидных стеклах и волокнах. Определены температурные чувствительности материалов и влияние на чувствительность легирования ионами редкоземельных металлов.

В работе проведено исследование влияния температуры на спектральный состав и интенсивность люминесценции стекол и волокон с молекулярными кластерами (МК) серебра Ag_n (n=2-4). Формирование МК производилось в силикатных фото-термо-рефрактивных стеклах и волокнах без оболочки системы Na_2O-ZnO-Al_2O_3-SiO_2-NaF-

NaCl(Br), активированных Sb_2O_3, и CeO_2 (далее ФТР(Cl) или ФТР(Br)), синтезированных в СПбНИУ ИТМО. Серебро вводилось методом ионного обмена (ИО) с последующим УФ облучением и термообработкой (ТО, 350 ^oC, 3.5 ч) или при синтезе стекла добавлением в шихту $AgNO_3$ (5 мол.%). Длительность ИО определяет глубину проникновения серебра. При длительности ИО 15 мин в волокне формируется тонкая люминесцентная оболочка (20 мкм при диаметре волокна 550-600 мкм).

На спектральный состав люминесценции силикатных стекол и волокон с МК серебра не влияет воздействие температуры (рис. 1а), форма температурной кривой интенсивности люминесценции имеет нелинейный характер. Например, для волокон с МК серебра в оболочке, сформированными методом ИО с последующим УФ облучением и отжигом, температурная кривая интегральной интенсивности люминесценции $I(T)$ в интервале температур от -10 до +250 ^oC хорошо аппроксимируется функцией:

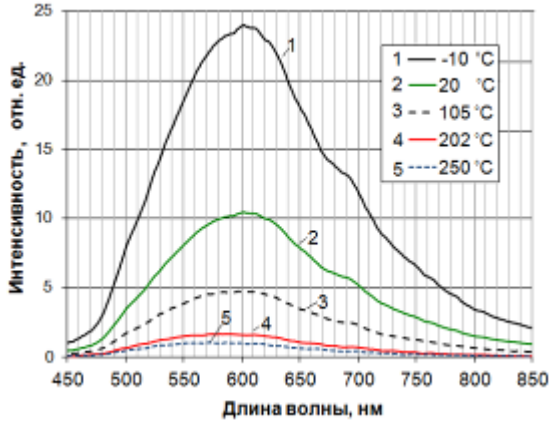
$$I(T) = 0.9\left(0.55\exp\left(-\frac{T}{25}\right) + 0.25\exp\left(-\frac{T}{150}\right)\right). \qquad (1)$$

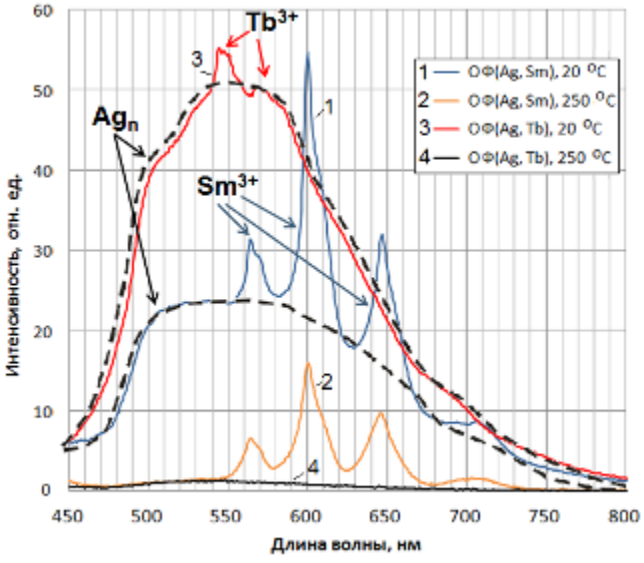
причем, первое слагаемое функции отвечает за низкотемпературную часть зависимости, а второе слагаемое – за высокотемпературную. Сложный характер зависимости связан с присутствием в стекле нескольких видов кластеров серебра.

Также были исследованы температурные зависимости интенсивности люминесценции для оксифторидных (ОФ) стекол, содержащих МК серебра, и исследовано влияние легирования данных стекол ионами редкоземельных элементов (Sm^{3+} и Tb^{3+}) на их температурную чувствительность. Были синтезированы стекла системы SiO_2–AlF_3–PbF_2–CdF_2–ZnF_2 с добавками $AgNO_3$ (5 мол.%) (далее ОФ(Ag)), а также стекла, содержащие группу добавок $AgNO_3$ (5 мол.%) и SmF_3 (2 мол.%) (далее ОФ(Ag, Sm)) или $AgNO_3$ (5 мол.%) и TbF_3 (2 мол.%) (далее ОФ(Ag, Tb)).

Спектр оптической эмиссии стекол ОФ(Ag, Sm) и ОФ(Ag, Tb) представляет суперпозицию широкой спектральной полосы МК серебра I_{Ag} и относительно узких линий люминесценции редкоземельных ионов I_{ion} (рис. 1б). Температурное тушение люминесценции различно для участков спектра с преимущественным вкладом в общий спектр I_{Ag} и на длинах волн, соответствующих I_{Ag}+ I_{ion}. При этом получено увеличение температурной чувствительности интенсивности люминесценции для длин волн, соответсвующих I_{Ag}, так и интегрально по спектру (для ОФ(Ag, Tb)).

На рис. 2 приведены температурные зависимости интенсивности люминесценции исследованных материалов, в табл. 1 – значения полученных температурных чувствительностей стекол и волокон с МК серебра и ионами редкоземельных элементов.





а) б)

Рис. 1. Спектры люминесценции стекол и волокон при разных температурах: а) волокно из ФТР(Cl) с люминесцентной оболочкой, б) ОФ(Ag, Sm) и ОФ(Ag, Tb)

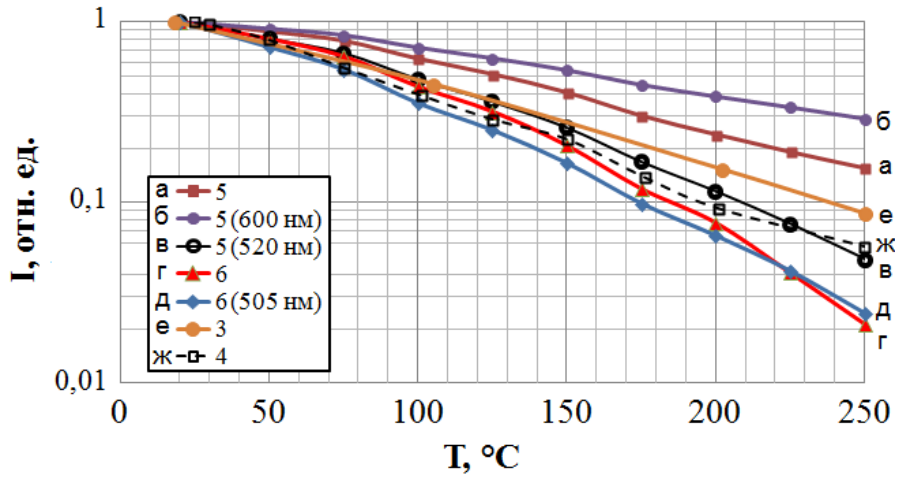


Рис. 2. Температурные зависимости интенсивности люминесценции стекол и волокон с МК (обозначения даны по табл. 1, в скобках - длина волны люминесценции)

Проведено сравнение температурных чувствительностей стекол и волокон с МК с другими люминесцентными материалами, содержащими квантовые точки (КТ) и ионы редкоземельных элементов. Максимальные значения температурной чувствительности получены для оксифторидного стекла с МК серебра и ионами Tb^{3+}, превосходящие материалы с КТ в 2-3 раза и материалы с ионами редкоземельных элементов (Nd^{3+}, Er^{3+}, Eu^{3+}, Yb^{3+}) в 4-30 раз (по результатам анализа литературных данных[1,2,3]).

Табл. 1. Температурная чувствительность интегральной интенсивности люминесценции для стекол и волокон с МК Ag_n

№	Люминес-центный центр	Спектраль-ный диапа-зон, нм	Исполнение	Температурный интервал, ^{O}C	Чувствитель-ность, дБ / ^{O}C
1	Ag_n	450-800	Стекло ФТР(Cl)	25..200	0,061
2	Ag_n	650-830	Стекло ФТР(Br)		0,057
3	Ag_n	470-850	Волокно из ФТР(Cl) с люминесцентной оболочкой	-10..18	0,129
				18..105	0,064
				105..250	0,035
4	Ag_n	570-950	Волокно из ФТР(Br) с люминесцентной оболочкой	25..250	0,056
5	Ag_n, Sm^{3+}	470-800	ОФ(Ag, Sm)	20..150	0,030
				150..250	0,042
6	Ag_n, Tb^{3+}	450-800	ОФ(Ag, Tb)	20..150	0,053
				150..250	0,099
7	Ag_n	460-750	ОФ	20..250	0,055

Исследованные в настоящей работе люминесцентные материалы имеют широкий температурный интервал использования и обратимые возобновляемые характеристики, и могут быть использованы в чувствительных элементах датчиков температуры, в том числе и волоконных.

1. F. Zhang, B. Wang, F. Pang, W. Wang, *Proc. of SPIE-OSA-IEEE*, **7990**, pp.312-313, (2010).
2. Y. Zhao, C. Riemersma, F. Pietra, R. Koole, C. Donega, A. Meijerink, *ACS NANO*, **6** (10), pp.9058-9067, (2012).
3. V.K. Rai, A. Pandey, R. Dey, *J. Appl. Phys.*, **113**, p.083104, (2013).

ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СЕРЕБРЯНЫХ КЛАСТЕРОВ, СФОРМИРОВАННЫХ МЕТОДОМ ИОННОГО ОБМЕНА, В СИЛИКАТНЫХ СТЕКЛАХ С ПЕРЕМЕННЫМ СОДЕРЖАНИЕМ ОКСИДА ЦЕРИЯ

Сгибнев Е.М., Игнатьев А.И., Никоноров Н.В., Сидоров А.И.

Национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

Проведен Ag^{+}/Na^{+} ионный обмен в оптическом силикатном стекле К8 и его радиационно-стойких аналогах К108, К208. Исследованы спектры люминесценции и поглощения образцов после ионного обмена, а также влияние последующей термообработки.

Ионные (Ag^{m+}_{n}) и молекулярные (Ag_n) кластеры серебра в стеклах обладают интенсивной люминесценцией в видимой области спектра[1-3], что делает их перспективными в качестве даун-конвертеров в солнечной энергетике и светодиодах белого свечения. При вводе серебра в стекло методом ионного обмена в приповерхностном слое стекла могут быть сформированы люминесцентные волноводы, которые могут найти применение в устройствах фотоники.

Целью настоящей работы было исследование влияния ионов церия на люминесцентные свойства волноводов в силикатных стеклах с молекулярными и ионными кластерами серебра, сформированными методом ионного обмена.

В работе исследовались оптические силикатные стекла К8, К108 и К208, состав которых приведен ниже:

Таблица1.

Компонент, мол%	К8	К108	К208
SiO_2	73.75	73.56	73.55
CeO_2	-	0.19	0.74
B_2O_3	9.83	10.34	10.89
BaO	1.28	0.92	-
K_2O	4.28	4.27	4.22
Na_2O	10.74	10.72	10.60
As_2O_3	0.12	-	-

Серебро вводилось в стекла методом ионного обмена при температуре T = 320ºC в течение 1, 4 и 18 часов. Для измерения спектров поглощения использовался спектрофотометр Lambda650 (Perkin Elmer). Для измерения спектров люминесценции на фиксированной длине волны возбуждения использовался волоконный спектрометр

EPP2000-UVN-SR (StellarNet) с возбуждением люминесценции полупроводниковым лазером (λ = 405 нм).

Исследования показывают, что церий в стекле оказывает значительное влияние на формирование кластеров серебра в процессе ионного обмена. Процесс образования серебряных кластеров в стеклах, активированных церием, идет гораздо быстрее. Так, интенсивность люминесценции стекол, содержащих оксид церия, гораздо выше (рис.1), что может быть связано с образованием молекулярных кластеров вида Ag_n-Ce обладающими большей силой осциллятора, чем обычные молекулярные кластеры серебра. Вклад в люминесценцию вносят как ионы серебра, так и нейтральные атомы и молекулярные кластеры серебра, которые возникают в стекле при ионном обмене в результате захвата электронов с дефектов стекла.

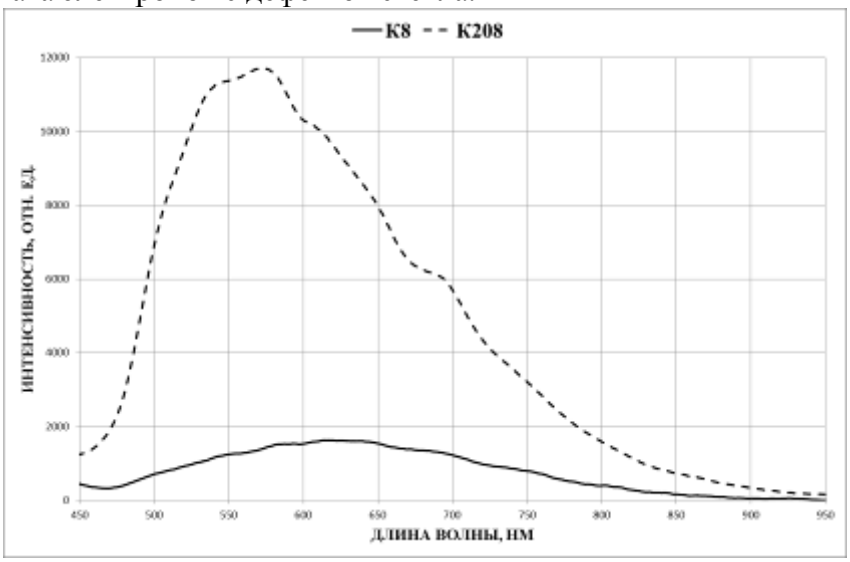


Рис. 1. Спектры люминесценции стекол К8 и К208 после ионного обмена в течение 18 часов

В стеклах активированных церием при длительных временах ионного обмена (порядка десятков часов) происходит образование крупных кластеров, имеющих высокий коэффициент поглощения в видимой области, что ведет к уменьшению интенсивности люминесценции.

После термообработки стекла К8 при температуре Т = 400ºС интенсивность люминесценции увеличивается, т.к. происходит увеличение концентрации кластеров. В стеклах с церием, т.к. у нас уже существует большая концентрация кластеров, происходит их рост и увеличение поглощения, что ведет к уменьшению интенсивности люминесценции.

1. Е.В. Колобокова, Н.В, Никоноров, А.И. Сидоров, *Опт. и спектр.*, **114**, №2, с.260-264, (2013)

2. А.И. Игнатьев, Н.В. Никоноров, А.И. Сидоров, Т.А. Шахвердов, *Опт. и спектр.*, **114**, №5, с.838-844, (2013).

3. A. S. Kuznetsov, V. K. Tikhomirov, V. V. Moshchalkov, *Optics express*, **20**, №19, с.21576-21582, (2012).

МЕТОДЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ТОЛЩИНЫ, КОЛИЧЕСТВА СЛОЕВ ОПАЛОПОДОБНЫХ ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛОВ И ОБЪЕМНОЙ ДОЛИ ЗАПОЛНЕНИЯ ЧАСТИЦ ДИОКСИДА КРЕМНИЯ

Корюкин А.В., Ахмадеев А.А., Салахов М.Х.

Казанский (Приволжский) Федеральный Университет, Казань, Россия

При непрерывном синтезе опалоподобных структур часто требуются методы быстрого и простого определения таких параметров как, толщина, количество слоев и объемная доля заполнения частиц. В данной работе проводится сравнительный анализ некоторых методов.

Фотонный кристалл (ФК) – это материал, структура которого характеризуется периодическим изменением коэффициента преломления в пространственных направлениях, имеющий фотонные запрещенные зоны[1]. В настоящее время предложены многочисленные подходы к созданию ФК, основанные на использовании литографии[2], интерференционной голографии[3] и самосборки коллоидных частиц[4]. ФК на основе частиц SiO_2 были получены методом вертикального осаждения на стеклянную подложку под действием капиллярных сил.

На сегодняшний день ФК имеют различные приложения. Для многих задач нужны структуры с некоторыми заданными свойствами. Работа посвящена различным методам определения толщины, количества слоев ФК, объемной доли заполнения частиц диоксида кремния и других параметров. Данные методы были опробованы на образцах с различным числом слоев. Часть параметров требует различного подхода к их определению в зависимости от количества слоев. Проведен сравнительный анализ для объемной доли заполнения частиц диоксида кремния между данными модели и данными, полученными в результате серии экспериментов. Были найдены расхождения между теорией и экспериментом, которые и были объяснены в данной работе.

1. E. Yablonovitch, *Phys. Rev. Lett.*, **58**, pp.2059-2062, (1987).
2. P. Yao, *Optics Express*, **13**, №7, pp.2370-2376, (2005).
3. M. Duneau, F. Delyon, M. Audier, *Journal of Applied Physics*, **96**, №5, pp.2428-2436, (2004).
4. Y.A. Vlasov, X.-Z. Bo, J.C. Sturm, D.J Norris, *Nature*, **414**, pp.289-293, (2001).

СИНТЕЗ ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛОВ НА ОСНОВЕ ДИОКСИДА КРЕМНИЯ И МЕТОДЫ ИХ ИССЛЕДОВАНИЯ

Гарифуллин А.И., Ахмадеев А.А., Хамадеев М.А.

Казанский (Приволжский) Федеральный Университет, Казань, Россия

При синтезе фотонных кристаллов качество образца, размер частиц, количество слоев, толщина фотонного кристалла зависят от условий синтеза: концентрации реагирующих веществ, температуры синтеза и т.д. В данной работе проводится разработка методов определения количества слоев и толщины фотонного кристалла.

Фотонные кристаллы (ФК) – это композитные материалы с пространственно-периодической модуляцией показателя преломления, имеющие фотонные запрещенные зоны в спектре собственных электромагнитных состояний[1]. Благодаря зонной структуре

энергетического спектра, ФК часто рассматривается в качестве оптических аналогов электронных полупроводников.[2]

С фотонными кристаллами связывают будущее современного материаловедения. Существуют различные методы создания ФК. При самопроизвольном формировании фотонных кристаллов используются коллоидные частицы (чаще всего используются монодисперсные кремниевые или полистирольные частицы, хотя и другие материалы постепенно становятся доступными для использования по мере разработки технологических методов их получения.[3-6] Методы самосборки при изготовлении ФК являются перспективными, поскольку относительно просты с точки зрения аппаратурного оформления, не имеют фундаментальных ограничений ни на линейные размеры образцов, ни на количество ФК, производимых за один синтез. В связи с этим в данной работе исследуется один из методов самосборки – метод вертикального осаждения на стеклянную подложку под действием капиллярных сил.

Следует отметить, что качество получаемых структур напрямую зависит от параметров осаждения: концентрация микросфер, растворитель, температура и т.д. Площадь коллоидного кристалла определяется размерами подложки, а толщина пленки – концентрацией частиц в суспензии. Относительно простыми и быстрыми методами были определены количество слоев и толщина коллоидных кристаллов.

1. E. Yablonovitch, *Phys. Rev. Lett.*, **58**, pp.2059-2062, (1987).
2. C.Lopez, *Advanced Materials*, **46**, pp. 1679-1704, (2003).
3. L.Maedler, *J. Mater. Res.*, **18**, pp. 115-120, (2003).
4. K.K Akurati, *Journal of Nanoparticle Research*, **8**, pp. 379-393, (2006).
5. A. Reinholdt, *Applied Physics Lasers and Optics*, **77**, pp.681-686, (2003).
6. A. Pucci, *J. Mater. Chem.*, **16**, pp.1058-1066, (2006).

МЕТОДЫ МИНИМИЗАЦИИ НОМЕНКЛАТУРЫ БЕСЦВЕТНОГО ОПТИЧЕСКОГО СТЕКЛА

Малькин А.А.

Лыткаринский завод оптического стекла, Московская область, Россия

В докладе представлены методы минимизации номенклатуры применяемого бесцветного оптического стекла при проектировании оптических систем различного назначения, а также возможность минимизации каталога бесцветного оптического стекла Лыткаринского завода оптического стекла.

В России существует каталог оптического стекла, разработанный ещё в 80-е годы прошлого века. Каталог содержит более 150 марок оптического бесцветного стекла, многие из которых используются в единичных случаях или крайне малыми партиями. В то же время присутствие этих марок в каталоге обязывает предприятие – изготовитель осуществлять технологическую поддержку всей номенклатуры, что влечёт за собой серьёзное увеличение производственных издержек и в ряде случаев не позволяет обеспечивать высокое качество отдельных позиций стёкол.

С другой стороны, разработчики оптических систем во многом используют существенно ограниченные каталоги по количеству марок стекол, что позволяет значительно сократить сроки и повысить эффективность оптических расчетов[1-4].

Среди работ в данном направлении следует отметить работы[5-6], в которых наиболее широко прослеживается алгоритм минимизации каталога бесцветного оптического стекла фирмы Шотт.

В работе[5] были проведены численные исследования по влиянию количества используемых марок стекол на качество изображения объектива типа «Планар». Было проведено численное исследование зависимости качества изображения от числа используемых марок стекол.

В работе исследовалась возможность замены марок стёкол на «соседние» без заметного ухудшения качества изображения. При этом близость марок стекол определялась при помощи введенного параметра R

$$R = \sqrt{(\Delta\nu)^2 + (100\Delta n)^2} \le 5, \qquad (1)$$

названного «эффективной областью стекла». Исследования[1-2] показали, что без существенного ухудшения качества изображения в оптической схеме «Планара» любая марка стекла может быть заменена на соседнюю марку стекла при условии, что ее оптические параметры находятся внутри окружности радиуса не более 5 с центром, определяемым исходной маркой стекла.

Однако следует учесть, что предложение автора[5] по введению неравенства (1) обладает достаточно существенным ограничением, так как не учитывает третий важнейший параметр, описывающий свойства оптических материалов – относительную частную дисперсию $P_{x,y}$

$$P_{x,y} = \frac{n_x - n_y}{n_F + n_C}, \qquad (2)$$

где n_x и n_y – показатели преломления для границ спектральной области.

Указанное ограничение не позволяет корректно произвести уменьшение номенклатуры оптических материалов с учетом разработки оптических систем с апохроматической коррекцией.

Современные программы по расчёту оптических систем обладают похожим алгоритмом замены стёкол в рассчитываемых оптических системах. В частности в программной среде Zemax[7] оператор оптимизации - RGLA «измеряет расстояние» на диаграмме Аббе между величинами показателей преломления, коэффициентов дисперсии и частных дисперсий для модели стекла и ближайшего реального стекла из загруженного каталога. Неравенство, по которому определяется «расстояние» между моделью стекла и стеклом из загруженного каталога имеет вид:

$$d_{и} = \sqrt{(n_{d1} - n_{d2})^2 + 10^{-4}(\nu_{d1} - \nu_{d2})^2 + 100(\Delta P_{g,F1} - \Delta P_{g,F2})^2} \le 0{,}02, \qquad (3)$$

где n_{d1}–n_{d2} – разница между показателем преломления стекла из каталога и моделью стекла;

υ_{d1}–υ_{d2}– разница между коэффициентом дисперсии стекла из каталога и моделью стекла;

$\Delta P_{g,F1}$–$\Delta P_{g,F1}$– разница между отклонением относительной частной дисперсии от «нормальной линии» стекла из каталога и моделью стекла.

Проанализируем путём разбиения на эквивалентные группы каталог бесцветного оптического стекла ОАО ЛЗОС по трём методикам:

- по методу «аналогии» (отклонение: n_d=±*0,01*, υ_d=±*0,8%*);
- по методике работ[5-6];
- по методике программной среды Zemax[7].

На сегодняшний день «Лыткаринским заводом оптического стекла» (далее ОАО ЛЗОС) массово выпускает около 68 наименований бесцветного оптического стекла, представленных на рис.1

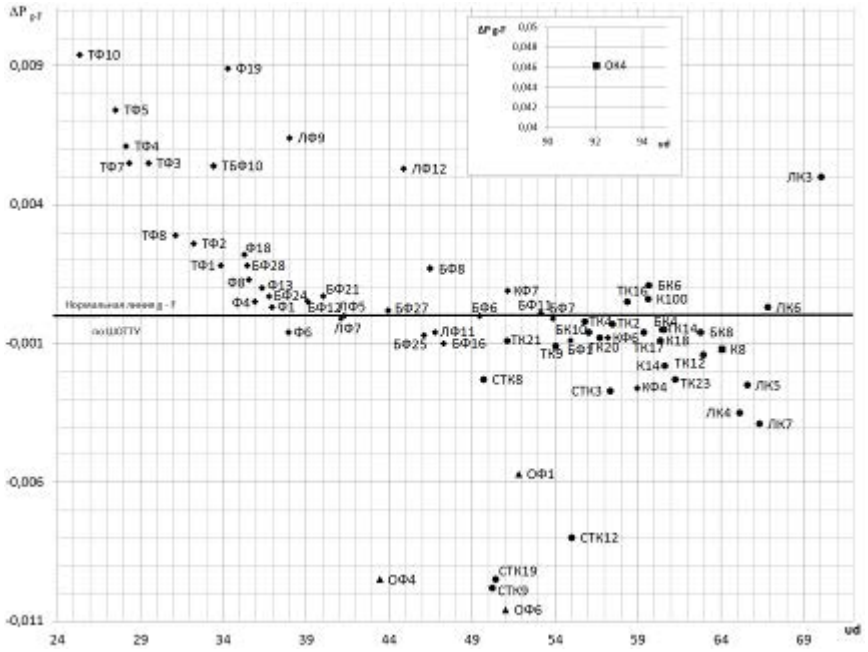


Рис. 1. Отклонение относительных частных дисперсий оптических стёкол ОАО ЛЗОС от «нормальной линии» по Шотту

К аналогам можно отнести стёкла имеющие отклонения коэффициента дисперсии не более ±0,8%, показателя преломления не более ±0,01 (ГОСТ 3514-94).

Результат разбиения на эквивалентные группы оптического стекла ОАО ЛЗОС по методу «аналогии» представлен в таблице 1.

Таблица 1. Перечень пар стёкол «аналогов», выпускаемых ОАО ЛЗОС.

№№	Стекло-1	Стекло-2	Δn_e	$\Delta \upsilon_e$, %
1	К14	К18	0,0044	1,3
2	СТК9	СТК19	0,0036	0,7
3	ЛФ5	ЛФ7	0,0047	0,7

Из таблицы 1 следует, что методом «аналогии» можно сократить рассматриваемый каталог лишь на 3 марки стекла.

Результатом разбиения на эквивалентные группы каталога ОАО ЛЗОС по методике, предложенной в работе[5], стало 202 варианта пар стёкол, при этом рассматриваемый каталог сократился на 39 марок стёкол.

Значительное сокращение марок стёкол (по сравнению с предыдущей методикой) говорит о том, что не учитываются относительные частные дисперсии сравниваемых марок стёкол.

Воспользовавшись неравенством (3) получаем 10 эквивалентных пар представленных в таблице 2. Соответственно каталог сокращается на 10 марок стёкол.

Таблица 2. Перечень пар стёкол, определённых неравенством (3).

№№	Стекло-1	Стекло-2	$d_н$
1	К14	К18	0,013
2	К18	БК4	0,012
3	ЛФ5	БК6	0,019
4	СТК9	СТК19	0,007
5	ЛФ5	ЛФ7	0,007
6	Ф4	Ф8	0,013
7	Ф13	БФ24	0,02
8	Ф13	Ф4	0,015
9	Ф18	Ф8	0,013
10	ТФ7	ТФ4	0,014

Среди трёх методик нельзя выделить наилучшую для решения задачи минимизации номенклатуры бесцветного оптического стекла ОАО ЛЗОС. Однако

наиболее подходящими на этапе подбора эквивалентных пар стёкол являются метод «аналогии» и методика программной среды Zemax, поскольку обе методики учитывают отклонение относительных частных дисперсий.

Таким образом, можно сделать заключение, что для минимизации номенклатуры бесцветного оптического стекла ОАО ЛЗОС требуется всесторонний анализ характеристик оптического стекла. С одной стороны необходимо «отфильтровать» стёкла по оптическим характеристикам, с другой – по его физико – механическим свойствам.

Среди механических характеристик следует учитывать: хрупкость, твёрдость, прочность и упругость, а также температурный коэффициент линейного расширения (ТКЛР). Среди химических характеристик следует учесть химическую устойчивость к пятнающим агентам и влажной атмосфере.

К тому же в настоящее время большинство изготовителей оптически прозрачных сред сокращают производство стёкол содержащих: кадмий, ртуть, мышьяк и свинец. Данный отказ объясняется отрицательным воздействием на окружающую среду вышеперечисленных элементов при производстве отдельных марок флинтов.

1. Besenmatter Walter, How many types does a lens designer really need? Proc. SPIE, 3482, p/294-305, 1998.

2. Tesar John, Using small glass catalogs, Opt.-Eng. 39(7), p/1816-1821, 2000.

3. W.J.Smith, Design of Cooke Triplet Anastigmats: The Effect of Non-optimum Flint Glasses, SPIE, V.2540, p.2, 1995.

4. W.J.Smith, Cooke Triplet Design: What’s the best Crown Glass, and is it worth it?, SPIE, V.3130, p.4, 1997.

5. Zhang Shiyu - Lens design using a minimum number of glasses . The University of Arizon,1994.

6. S. Zhang, R.R.Shannon, Lens design using a minimum number of glasses, Optical Engineering, V.34, p.3435, 1995.

7. ZEMAX Optical Design Program. User’s Guide. Tucson, Arizona, USA: Zemax Development Corporation. 2008. p. 499 – 501.

ОПТИКА В МЕДИЦИНЕ И БИОЛОГИИ

УСТНЫЕ ДОКЛАДЫ

АНАЛИЗ КОМПЛЕКСООБРАЗОВАНИЯ ДНК С УНТ

Плешко Н.В., Крот В.И., Егорова В.П.*

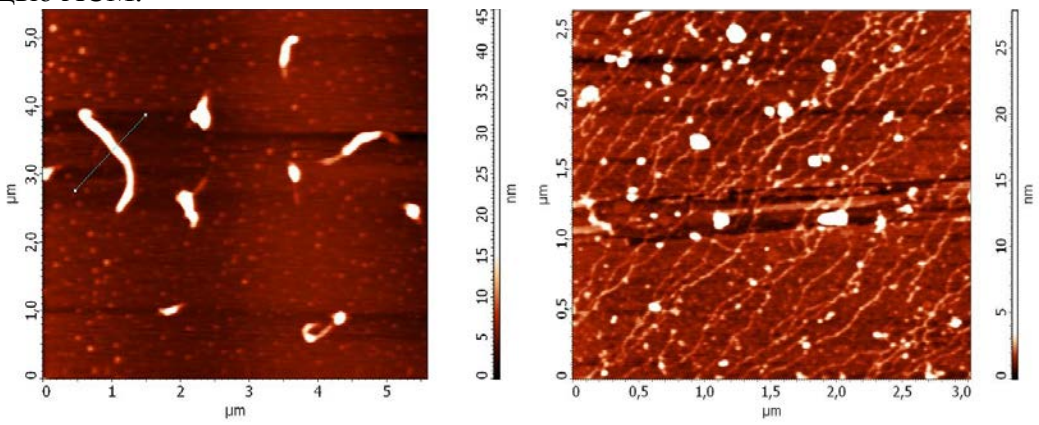
Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь
*Белорусский государственный педагогический университет им. М. Танка, Минск, Беларусь

Целью данной работы является изучение процесса комплексообразования двуспиральной ДНК (дсДНК) и односпиральной ДНК (осДНК) с УНТ, определение физических характеристик комплекса, его компонент и исследование конформационного состояния ДНК при комплексообразовании.

Большое внимание исследователи уделяют разработке на основе УНТ диагностических ДНК-сенсоров, предназначенных для экспрессного выявления бактериальных/вирусных инфекций и генетических нарушений, обусловливающих развитие заболеваний человека [1]. Другое актуальное применение ДНК-сенсоров включает изучение генотоксического эффекта химических и физических факторов по изменению структурного состояния нуклеиновых кислот. Преимущество данных электродов перед обычными электродами заключается в высокой чувствительности, в возможности миниатюризации и использования, как для непрямого, так и для прямого детектирования ДНК. Такие преобразователи являются многообещающей платформой для создания генетических ДНК-сенсоров и чипов, а также уникальным инструментом для изучения молекулярных взаимодействий с участием нуклеиновых кислот [2].

Первым шагом на пути создания ДНК-сенсоров является изучение процесса комплексообразования ДНК с УНТ и исследование действия на данный процесс различных внешних факторов.

Для исследования внешних характеристик объектов, контроля качества исследуемых образцов (наличия примесей) использовалась атомно-силовая микроскопия (АСМ). Данный метод позволяет получать компьютерное изображение рельефа поверхности исследуемых образцов. На рисунке 1 представлены изображения УНТ и ДНК, полученные с помощью АСМ.

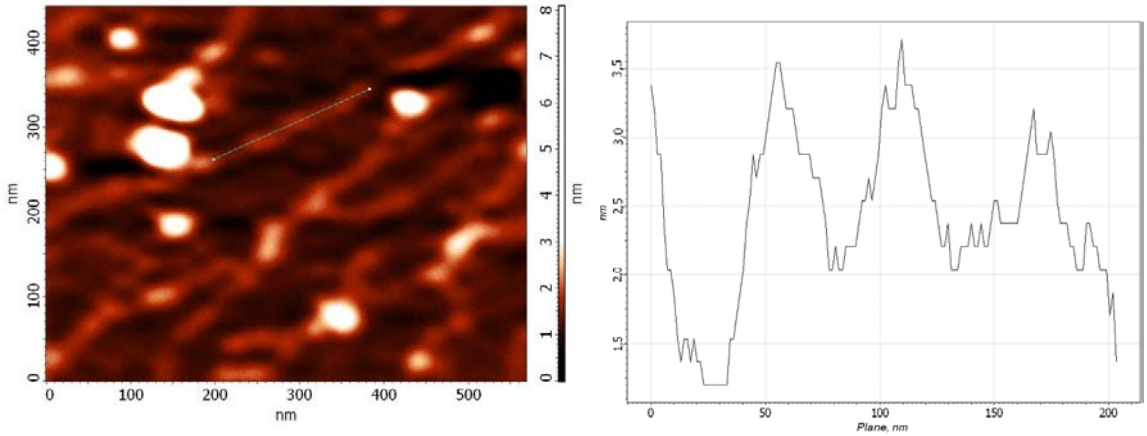


а) б)

Рис. 1. Атомно-силовая микроскопия исследуемых объектов: а) УНТ, б) ДНК

На рисунке 2 представлены результаты исследования комплекса ДНК−УНТ с помощью АСМ. На рисунке 2 (б) вдоль исследуемого образца проведен поперечный срез,

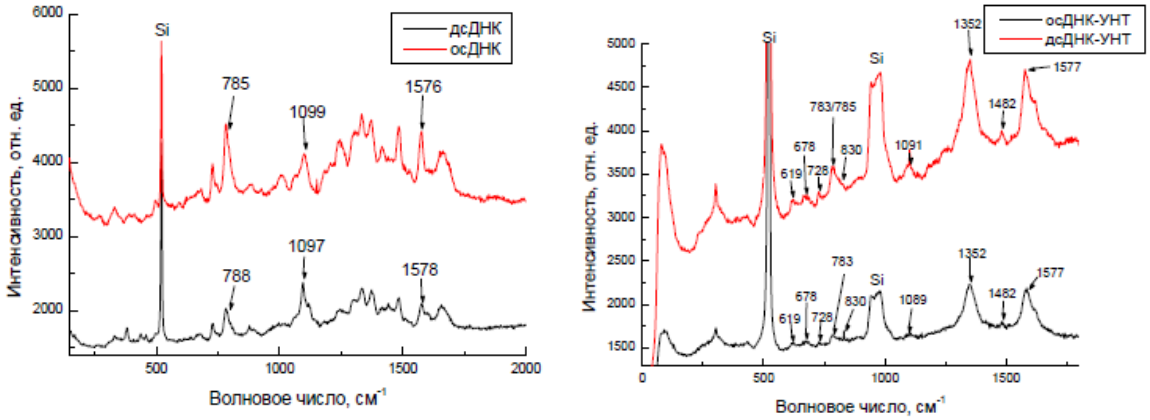
вдоль которого определены перепады высот. Величина данного перепада соответствует диаметру ДНК. Этот результат служит подтверждением периодической спиральной намотки ДНК на поверхность УНТ.



а) б)

Рис. 2. АСМ комплекса ДНК-УНТ: а) внешний вид, б) поперечный срез вдоль исследуемого образца

Изучение спектров комбинационного рассеяния света дсДНК и осДНК произведено с целью установления особенностей взаимодействия данных полимеров с УНТ (выявление атомных групп, участвующих в комплексообразовании, определение конформационного состояния ДНК в процессе комплексообразования). Результаты эксперимента представлены в рисунке 3 (а). Спектры КР дсДНК и осДНК имеют некоторые различия, заключающиеся в смещении полос колебаний фосфодиэфирной связи (1099 $см^{-1}$→1097 $см^{-1}$) и гуанина (1578 $см^{-1}$ →1576 $см^{-1}$).



а) б)

Рис. 3. Спектроскопия КР: а) дсДНК и осДНК, б) комплексов дсДНК-УНТ и осДНК-УНТ

Спектры КР света комплексов дсДНК-УНТ и осДНК-УНТ приведены на рисунке 3 (б). В процессе комплексообразования ДНК с УНТ наблюдается смещение полос, соответствующих колебаниям фосфодиэфирных связей. В случае образования комплекса УНТ с днДНК происходит смещение колебательных полос фосфодиэфирной связи с частоты 1097 $см^{-1}$ на частоту 1089 $см^{-1}$ и с частоты 788 $см^{-1}$ на частоту 785 $см^{-1}$. А также происходит смещение полосы колебаний гуанина с частоты 1484 $см^{-1}$ на частоту 1482 $см^{-1}$. При образовании УНТ комплекса с онДНК происходит смещение полос колебаний фосфодиэфирных связей с частоты 1099 $см^{-1}$ на частоту 1091 $см^{-1}$ и с частоты 785 $см^{-1}$ на частоту 783 $см^{-1}$. Также происходит смещение полосы колебаний гуанина с частоты 1484 $см^{-1}$ на частоту 1482 $см^{-1}$. Исходя из данных результатов, можно сделать следующий вывод: дсДНК в процессе комплексообразования дестабилизируется.

С помощью микроскопических и спектральных методов исследования установлено формирование комплексных ДНК–УНТ структур. ДНК образует периодическую спиральную намотку вокруг углеродной нанотрубки. В основе комплексообразования лежат гидрофобные взаимодействия и π-стэкинг между азотистыми основаниями ДНК и гексагонами УНТ. В процессе комплексообразования происходит дестабилизация вторичной структуры ДНК.

1. J. Wang, *Nucleic Acids Research,* **28**, pp.3011-3016, (2000).
2. Т.И. Абдуллин, О.В. Бондарь, А.А. Ризванов, И.И.Никитина, *Прикл. Биохимия и микробиология***, 45,** №2, с.252-256, (2009).

РАЗРАБОТКА И СОЗДАНИЕ ГАЗОАНАЛИЗАТОРА В ИК ДИАПАЗОНЕ ДЛЯ МОЛЕКУЛЯРНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

Бойко А.А.*, **, Духовникова Н.Ю.*, **, Мирошниченко И.Б.*, **, Старикова М.К.*, Колкер Д.Б.*, **, Карапузиков А.А.*

* ООО «Специальные технологии», Новосибирск, Россия
** Новосибирский государственный технический университет, Новосибирск, Россия

Разработан макет газоанализатора, с целью получения монотонно-перестраиваемого когерентного излучения в оптимальных для молекулярной спектроскопии областях электромагнитного спектра. В качестве источника излучения использован параметрический генератор света в различных конфигурациях, перестраиваемый CO_2-лазер и терагерцовый источник.

Выдыхаемый человеком воздух содержит до 3000 различных летучих молекул, которые образуются в результате жизнедеятельности клеток, поступают в кровеносную систему, переносятся в легкие и выделяются с воздухом [1]. Их количественный и качественный состав может значительно меняться при различных заболеваниях, что является потенциальной основой для разработки методов неинвазивной диагностики на основе спектроскопического анализа выдыхаемого воздуха. Данная задача связана с определением концентрации диагностически значимых поглощающих примесей в многокомпонентной газовой смеси.

Получивший широкое распространение, метод лазерной оптико-акустической спектроскопии (ЛОАС), позволяет определять компоненты газовых смесей с высокой чувствительностью от 1 млрд$^{-1}$ до 10000 млн$^{-1}$. Ограничением метода ЛОАС является диапазон генерации или перестройки лазерного источника. Параметрический генератор света (ПГС) является одним из перспективных подходов к получению монотонно-перестраиваемого когерентного излучения в оптимальных для газоанализа областях электромагнитного спектра. Сочетание ЛОАС и ПГС в качестве источника когерентного излучения позволяет расширить перечень определяемых веществ.

Разрабатываемый газоанализатор позволит провести оценку состояния пациентов с различными заболеваниями бронхо-легочной системы, в течение нескольких минут на основе анализа состава выдыхаемого воздуха, что может быть использовано при проведении как массовых скрининговых исследований, так и для контроля эффективности лечения выявленных заболеваний.

Принцип функционирования разрабатываемого газоанализатора заключается в следующем. Проба выдыхаемого воздуха поступает в устройство пробоподготовки. Затем подготовленная проба воздуха перемещается в оптико-акустический детектор, где происходит нагрев исследуемой пробы воздуха лазерным излучением, перестраиваемым

по длине волны в требуемом диапазоне. При этом газовые маркеры поглощают лазерное излучение соответствующих длин волн. Акустическая волна, генерируемая молекулами газовых маркеров при поглощении лазерного излучения, регистрируется микрофонами ОАД. Электрический сигнал с микрофонов усиливается и передается в электронный блок управления прибором, где производится анализ газовой пробы.

Ниже приведены данные о различных заболеваниях и соответствующих им газовых маркерах.

Таблица 1. Газовые маркеры в выдохе человека и их диагностическая значимость

Заболевание	Газовые маркеры
Астма	NO, CO, C_5H_{12}
Туберкулез	H_2O_2,C_3H_8, C_4H_{10}
Хроническая обструктивная болезнь легких (ХОБЛ)	NO, CO, H_2O_2
Пневмония	H_2O_2, C_3H_8, C_4H_{10}

Таблица 2. Спектральный диапазон поглощения лазерного излучения для основных газовых маркеров

Наименование и химическая формула газового маркера	Спектральный диапазон поглощения лазерного излучения, мкм
Оксид углерода CO	4,6÷4,8
Диоксид углерода CO_2	4,2÷4,4
Оксид азота NO	5,2÷6,2; 7,7
Аммиак NH_3	9,2÷9,8
Метан CH_4	3,1÷3,5; 7,2÷8,2
Этилен C_2H_2	3,3; 5,3; 6,8÷7,2; 9÷11
Этан C_2H_6	3,5; 7; 11÷13
Этанол C_2H_5OH	3,3; 7,2; 8, 9÷11,5
Ацетон CH_3-C(O)-CH_3	3,3; 5,7; 7,3; 8,3, 9,2, 11,2

Нами разработан параметрический генератор света с перестройкой «холостой» волны от 2,4 мкм до 10 мкм. В качестве источника накачки используется Nd:YLF лазер с длительностью импульса 5-10 нс и энергией импульса 1,5 мДж.

Были проведены эксперименты по записи спектров поглощения проб выдыхаемого воздуха больных с различными заболеваниями. Нами получены спектрограммы газовых проб при различных патологиях, содержащих характерные пики поглощения газовых маркеров.

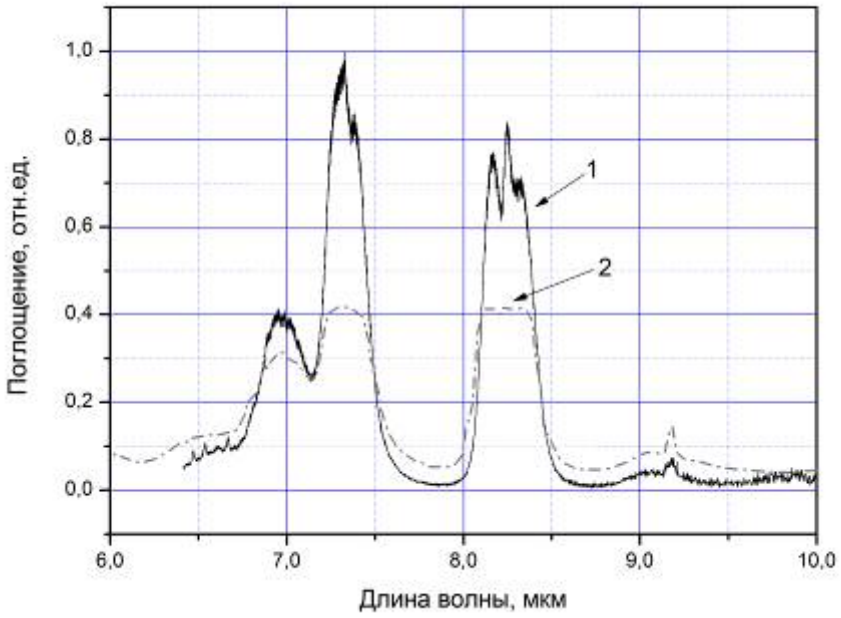


Рис. 1. Спектр поглощения ацетона. 1-экспериментальная кривая,

2- экспериментальная кривая, полученная из базы данных NIST

В качестве источника лазерного излучения в спектральном диапазоне от 9,2 до 10,8 мкм используется перестраиваемый CO_2-лазер. Сочетание CO_2-лазера и ЛОАС позволило получить следующие спектры веществ: метан (CH_4), этилен (C_2H_4), аммиак (NH_3), ацетон (CH_3-C(O)-CH_3), этан (C_2H_6) и др.

В последние 5-10 лет активно развивается направление террагерцовой спектроскопии. Для медицинских приложений преимуществами терагерцового излучения являются малое рассеяние и отсутствие ионизирующего действия, а также тем, что характерных спектральных особенностей различных конденсированных сред, в частности, биомедицинских тканей и сред, комплексных макромолекул, попадает именно в ТГц диапазон. Терагерцовая спектроскопия хорошо подходит для регистрации низкочастотных колебательных мод при анализе внутренних движений молекулы, крупномасштабных конформационных изменений [2].

Таким образом, создана линейка источников для получения монотонно-перестраиваемого когерентного инфракрасного излучения от ближнего ИК до терагерцового диапазона с целью создания газоаналитической системы для определения газовых биомаркеров в выдыхаемом человеком воздухе.

1. С.В. Клаучек, Е.В. Лифанова, Физиология дыхания: Методическое пособие. Волгоград, 88 с., (2005)

2. С.Э. Цыпленкова, Аллергология: научно-практический журнал., № 2., с. 48-53., (2006)

ФАЗОВАЯ ВИЗУАЛИЗАЦИЯ КЛЕТОК С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ЦИФРОВОГО ГОЛОГРАФИЧЕСКОГО МИКРОСКОПА С ПРОСТРАНСТВЕННО ЧАСТИЧНО КОГЕРЕНТНЫМ ОСВЕЩЕНИЕМ

Тараканчикова Я.В., Гребенюк А.А., Рябухо В.П.

Саратовский государственный университет
имени Н.Г. Чернышевского, Саратов, Россия
Институт проблем точной механики и управления
Российской академии наук, Саратов, Россия

Исследована возможность использования цифрового голографического микроскопа на пропускание для количественной фазовой визуализации клеток со сниженными когерентными шумами за счет пространственно частично когерентного освещения. Проведена визуализация эритроцитов и показана возможность восстановления распределения фазы объектного поля, характеризующего их морфологию. Экспериментально показана возможность численной фокусировки в данном цифровом голографическом микроскопе.

В настоящее время большое число экспериментальных работ посвящено исследованию биологических и биомедицинских объектов. Применение методов голографической интерферометрии в сочетании с микроскопией позволяет проводить качественную и количественную оценку внутренней структуры биологических микрообъектов, изменяющих фазу проходящего через них света. Кроме этого, численные процедуры восстановления комплексных амплитуд полей позволяют реализовывать соответствующие процедуры интерференционного сравнения этих полей и формирования интерференционных картин, отображающих изменения фазовых распределений в объектном поле, происшедших в результате тех или иных процессов в исследуемом объекте[1,2]. Таким образом, реализуется возможность наблюдения и изучения динамики изменения объемных распределений различных физических параметров внутри прозрачных микрообъектов с микронным и субмикронным разрешением. Также непосредственный доступ к информации об амплитуде и фазе волнового фронта дает широкие возможности для фильтрации и автоматического анализа объектов (их положения в трехмерном пространстве, размеров, формы).

В стандартных схемах цифровой голографической микроскопии качество изображения может быть значительно ухудшено когерентными шумами, обусловленными использованием пространственно когерентного освещения в объектном и опорном каналах. Поэтому в последнее время все большее развитие получают методы цифровой голографической микроскопии с частично когерентным освещением[3-5]. В данной работе представлен цифровой голографический микроскоп с пространственно частично когерентным освещением для визуализации фазовых объектов на пропускание и исследованы возможности его использования в биомедицинских приложениях для изучения клеток. Получены изображения эритроцитов крови человека и показана возможность восстановления распределения фазы, содержащего информацию о структуре и морфологии этих клеток (Рис. 1 (а), (б)). Также экспериментально продемонстрирована возможность апостериорной численной фокусировки в данном микроскопе (без смещения исследуемого объекта или элементов микроскопа) (Рис. 1 (д) – (е)). Проведенная качественная и количественная оценка результатов позволяет оценить возможности применения данного микроскопа для исследований в биомедицине.

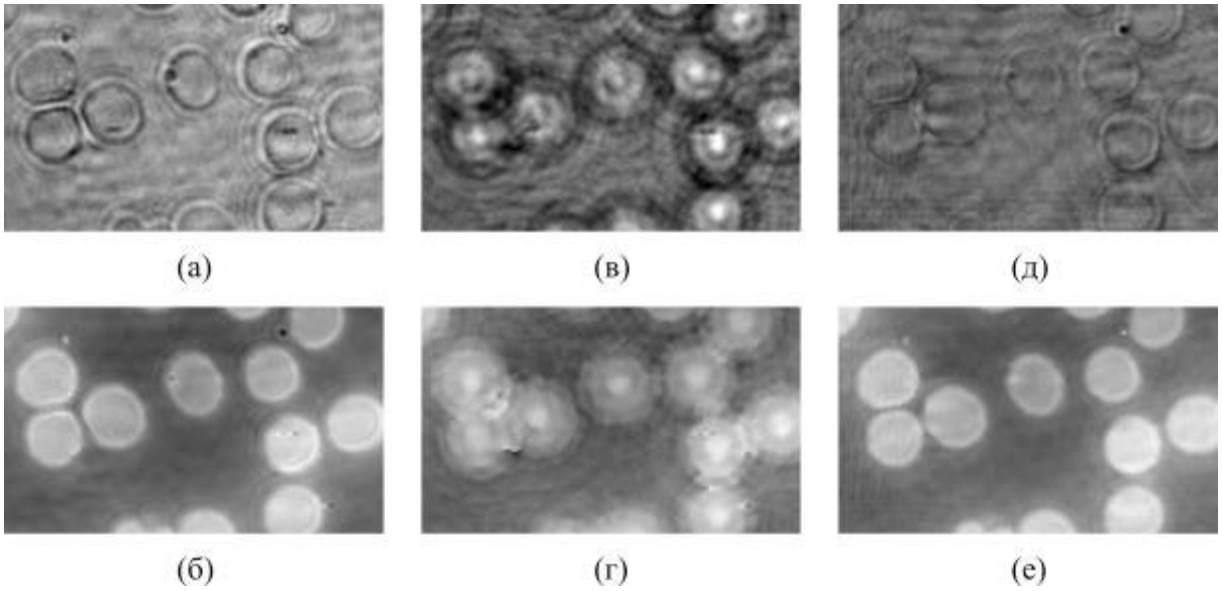


Рис. 1. Фрагменты распределений амплитуды ((а), (в), (д)) и фазы ((б), (г), (е)) поля, восстановленные с голограмм, полученных при помощи представленного цифрового голографического микроскопа. (а), (б) клетки сфокусированы; (в) – (е) клетки смещены из фокуса. (а) – (г) – без использования цифровой фокусировки; (д), (е) – при цифровой перефокусировке на 27 мкм.

1. Kemper B., von Bally G., *Applied Optics*, **47**, pp. 42-61 (2008).

2. P. Marquet, B. Rappaz, P. J. Magistretti, E. Cuche, Y. Emery, T. Colomb, C. Depeursinge, *Optics Letters*, **30**, pp. 468-470 (2005).

3. F. Dubois, M.-L. N. Requena, C. Minetti, O. Monnom, E. Istasse, *Applied Optics*, **43**, pp. 1131-1139 (2004).

4. F. Dubois, C. Yourassowsky, *Proc. SPIE* **8429**, 84291E 1-6 (2012).

5. P. Kolman, R. Chmelík, *Optics Express*, **18**, pp. 21990-22003 (2010).

ОПТИМИЗАЦИЯ ЗАПИСИ ИЗОБРАЖЕНИЯ ПРИ СОВМЕЩЕНИИ ГОЛОГРАФИЧЕСКОЙ И 3В МИКРОСКОПИИ

Дуденкова В.В., Муравьева М. С., Рыбников А.И., Захаров Ю. Н.

Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, Нижний Новгород, Россия.

В данной работе представлены пути по оптимизации оптической схемы и режимов записи изображений при совмещении голографической и 3В микроскопии. Преимущество данных доработок состоит в возможности исследования динамики внутренней структуры клеток с поперечным и продольным сверхвысоким разрешением.

Для достижения регистрации динамических изменений в биологических культурах с высоким разрешением обычно используются современные методы, такие как конфокальная, STED или 4-π[1,2] микроскопия. Но любой из перечисленных подходов не дает универсальных оптимальных результатов, так как достигает улучшения отдельно либо продольного, либо поперечного разрешения. При одновременном улучшении разрешения во всех пространственных измерениях (например, 3-D STORM[3,4]) необходим длительный сбор данных, подходящий только для фиксированных образцов. Интерес наших исследований связан с изучением нейронных дисоциированных культур, в которых

при спонтанной и вызванной активности происходят быстропротекающие структурные изменения.

Для визуализации нейронной культуры использован метод совмещения в одной оптической схеме голографической микроскопии[5,6] с применением интерферометрического сравнения восстановленных изображений и метод 3В микроскопии[7,8]. Рассмотрим параметры необходимые для достижения оптимального результата. Поскольку в обоих вариантах записи данных используется цифровая матрица, то практически все особенности записи будут связаны с ее техническими характеристиками. В своей схеме мы использовали внеосевую голографию, и здесь одним из важнейших параметров является угол схождения между опорным и предметными пучками. Для оптимизации угла схождения необходимо учитывать такой фактор, как число полос голограммной структуры, приходящихся на период элементов матрицы. Количество полос по сравнению с размером пикселя регистрирующей цифровой матрицы, должно быть таким, чтобы каждая полоса приходилась хотя бы на три регистрирующих пикселя, в противном случае, будет снижаться качество способности восстановления голограммы. Угол схождения так же влияет и на расхождение порядков при восстановлении голограммы. Поскольку обработка осуществляется численным алгоритмом двойного Фурье-преобразования с фильтрацией в частотной плоскости, то особенно важно здесь получить достаточное расхождение нулевого и первого с минус первым порядками примерно на одну треть или середину частотной области. С учетом всех этих требований оптимальным углом для нашей схеме получается угол в 4 градуса. Эти параметры важны на этапе голографической записи, а при использовании метода 3В записи и обработки изображения одним из самых важных моментов является спектральная фильтрация. Дело в том, что возбуждение флуоресценции и эмиссия происходит на близких длинах волн и на регистрирующую среду может попадать не только флуоресценция от прокрашенных элементов биологической культуры, но и сама накачка. Поэтому очень точно необходимо подбирать оптический фильтр на эти длины волн. В нашем случае мы использовали максимально возможные значения поглощения на длине волны возбуждения, что составило около 98 процентов, при этом флуоресценция практически не отфильтровывалась. Но самым важным элементом в обеих схемах являлась регистрирующая среда. Мы использовали светочувствительную КМОП-матрицу камеры VEI-545. Для получения более точной временной информации о быстропротекающих изменениях важнейшим параметром является возможность регистрации большого количества кадров в единицу времени. Для 3В метода разрешение так же является основополагающим, так как для более точной локализации молекул флуорофора нам необходимо изображение хорошего качества. Еще одним важным параметром для 3В-анализа также является количество кадров, записанных в секунду. Ведь молекулы флуорофора зажигаются и отбеливаются практически мгновенно, и крайне важно зарегистрировать как можно больше этих актов. Поскольку при увеличении количества активных пикселей скорость записи уменьшается, то необходимо выбирать оптимальное значение. На нашей матрице мы использовали разрешение 2136x1602 пикселя. При таком количестве задействованных пикселей камера записывала примерно 3,5 кадра в секунду.

Все вышеизложенные особенности записи были применены нами на практике при построении совмещенной схемы на базе оптического микроскопа LSM 510. Главное преимущество такого совмещения состоит в возможности изучения весьма актуальной на сегодняшний день для нейробиологов задачи исследования динамики внутренней структуры клеток с наноразмерным разрешением, отслеживая пространственное строение со сверхразрешением как в латеральной плоскости, так и вдоль оптической оси, чего невозможно добиться даже при работе на специальных промышленно-выпускаемых микроскопах.

1. S.W. Hell and J. Wichmann, Opt. Lett. 19, 780 (1994).

T. A. Klar, S. Jakobs, M. Dyba, A. Egner, S. W. Hell, Proc. Natl. Acad. Sci., 97, 8206–8210, (2000).

2. M. Bates, B. Huang, G. T. Dempsey, X. Zhuang, Science, 317, 1749, (2007).

3. M. J. Rust, M. Bates, M. Zhuang, Nature Methods, 3, 793–796, (2006).

4. V. V. Lobyntseva, Yu. N. Zakharov, Physics of Wave Phenomena, 19, №1, 10-12, (2011).

5. А.И. Рыбников, В.В. Дуденкова, М.С. Муравьева, М.Е. Гусев, Ю.Н. Захаров Применение цифровых внеосевых голограмм для исследования изменений состояния микрообъектов. //Сборник трудов Международной конференции «Фундаментальные проблемы оптики – 2012». Санкт-Петербург. 15-19 октября 2012 / Под ред. проф. В.Г. Беспалова, проф. С.А. Козлова.– СПб: НИУИТМО, 2012. С.525.

6. В.В. Дуденкова, Муравьева М.С., Рыбников А.И., Захаров Ю.Н. Трехмерное сверхразрешение при совмещении голографической и 3В микроскопии. //Сборник трудов Международной конференции «Фундаментальные проблемы оптики – 2012». Санкт-Петербург. 15-19 октября 2012 / Под ред. проф. В.Г. Беспалова, проф. С.А. Козлова.– СПб: НИУИТМО, 2012. С.536-538.

7. Susan Cox, Edward Rosten, James Monypenny, Tijana Jovanovic-Talisman, Dylan T Burnette, Jennifer Lippincott-Schwartz, Gareth E Jones1, Rainer Heintzmann, Nature Methods, 9, № 2, 195-200, (2012).

СПОСОБЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ И КОМПЕНСАЦИИ ДРЕЙФА В СУБДИФРАКЦИОННОЙ ФЛУОРЕСЦЕНТНОЙ МИКРОСКОПИИ

Моисеев А.А., Василенкова Т.В., Геликонов Г.В., Геликонов В.М.

Институт Прикладной Физики РАН, Нижний Новгород, Россия

Настоящий доклад посвящен созданию установки субдифракционной локализационной флуоресцентной микроскопии. Данный метод позволяет получать дальнепольные изображения биологических объектов, окрашенных флуоресцентными маркерами с разрешением вплоть до одной двадцатой длины волны эмиссии. Подробно обсуждается численный метод компенсации дрейфа образца, не требующий дополнительных усложнений установки.

Флуоресцентная микроскопия является важным методом исследования биологических объектов. Исследуемый образец специальным образом окрашивается с использованием флуоресцирующих агентов (красителей). Данные агенты возбуждаются через оптическую систему микроскопа, после чего флуоресцируют, при этом спектр флуоресценции красителей отделен от их спектра поглощения стоксовым сдвигом, что позволяет отделить излучение флуоресценции от рассеянного возбуждающего излучения и записать изображение на двумерный массив фотоприемников. Как и любой другой оптический дальнепольный метод, разрешение данного метода ограничено т.н. дифракционным пределом, который является прямым следствием волновой природы света. Однако специфическое поведение некоторых флуорофоров позволило разработать ряд способов, позволяющих преодолеть данный барьер [1-4]. Среди данных методов можно выделить т.н. метод стохастической реконструкционной микроскопии (Stochastic Optical Reconstruction Microscopy, STORM), поскольку он стал, фактически, стандартом в субдифракционной флуоресцентной микроскопии. Данный метод использует тот факт, что в определенных условиях (при определенной плотности мощности возбуждающего излучения и в специальной среде) можно добиться того, что основной уровень

флуорофора будет мало заселен. В стационарной ситуации это соответствует тому, что на изображениях данного образца в каждый момент времени будут видно излучение лишь разреженных подмножеств красителей (рисунок 1). Это позволяет поочередно выделить дифракционно ограниченные изображения каждого красителя, и по ним определить положения флуорофоров. Множество всех локализованных флуорофоров и составляет изображение STORM микроскопии. При этом разрешение данного метода определяется количеством фотонов, зарегистрированным от каждого красителя и обратно пропорционально корню квадратному из этого числа. Это позволяет, используя яркие флуорофоры, такие как, например, Alexa 647, получать разрешение в несколько раз превышающее дифракционный предел. Так, например, для той же Alexa 647 стандартная микроскопия позволяет получить разрешение порядка 200 нм, в то время как метод локализационной микроскопии порядка 20 нм.

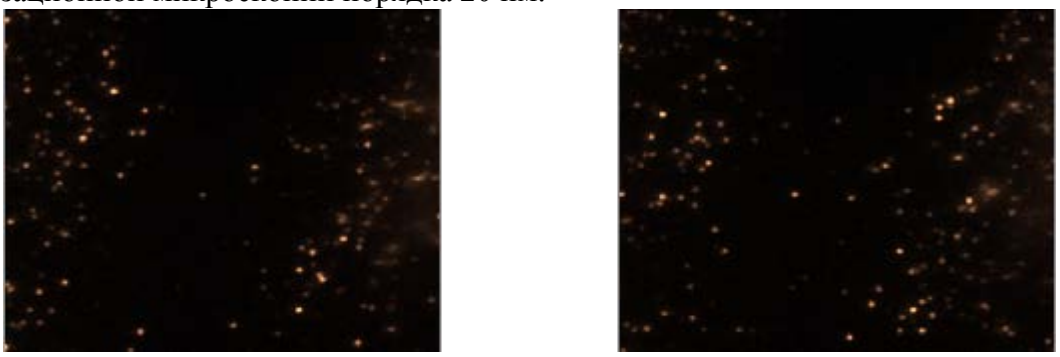


Рис. 1 Изображение разреженных подмножеств флуорофоров в различные моменты времени, по которым строится итоговое изображение локализационной микроскопии.

В то же время, метод обладает рядом недостатков. Так, например, для получения одного изображения требуется локализовать порядка 10^6 событий, в то время как на одном кадре удается получить лишь порядка 300 событий. Это ограничивает время получения данных десятками минут. Учитывая высокое разрешение метода, это приводит к существенному влиянию на изображения дрейфа объекта. В большинстве известных по литературе работ для компенсации дрейфа использовались специально вводимые в образец неподвижные постоянно флуоресцирующие объекты, что приводит к дополнительному усложнению в подготовке образца. Отметим, что, поскольку в различные моменты времени наблюдается флуоресценция различных флуорофоров, задача определения и компенсации дрейфа не может быть решена простой корреляцией кадров.В настоящей работе предлагается метод компенсации дрейфа, не требующий дополнительной подготовки образцов.

Рис. 2 Слева: изображение биологического объекта, полученного с помощью инвертированного микроскопа с апертурой объектива 1.49. В центре – изображение того же участка объекта, полученное методом STORM до компенсации дрейфа. Справа: изображение того же участка объекта, полученное методом STORM после компенсации дрейфа.

Все эксперименты осуществлялись на установке, разработанной и созданной в нашей лаборатории. На настоящий момент удалось повторить результаты, соответствующие передовому мировому уровню в данной проблеме.

1.Bates, M., Huang, B., Dempsey, G.T. and Zhuang, X., *Multicolor super-resolution imaging with photo-switchable fluorescent probes.* Science, 2007. **317**: p. 1749-1753.

2.Betzig, E., Patterson, G.H., Sougrat, R., Lindwasser, O.W., Olenych, S., Bonifacino, J.S., Davidson, M.W., Lippincott-Schwartz, J. and Hess, H.F., *Imaging intracellular fluorescent proteins at nanometer resolution.* Science, 2006. **313**: p. 1642-1645.

3.Hell, S.W. and Wichmann, J., *Breaking the diffraction resolution limit by stimulated-emission: stimulated emission- depletion fluorescence microscopy.* Opt. Lett., 1994. **19**: p. 780-782.

4.Gustafsson, M.G., Shao, L., Carlton, P.M., Wang, C.J., Golubovskaya, I.N. and al., e., *Three-dimensional resolution doubling in wide-field fluorescence microscopy by structured illumination.* Biophys. J., 2008. **94**: p. 4957-4970.

ВЛИЯНИЕ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА КЛЕТКИ

Дворецкая Л.Н., Чивилихин С.А.

Национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

Взаимодействие сферических колебаний терагерцового (ТГц) диапазона частот с клеткой, приводит к изменению состояния среды, возбуждению волн, которые разрушают жизненно важные процессы клеточной активности и могут влиять на структуру хроматина.

Изучение физических механизмов, посредством которых электромагнитное излучение влияет на биологические объекты, в частности, воздействие ТГц-излучения на животные клетки и построение теории, которая точно описывает этот процесс, является актуальной задачей.

Последние достижения в области сверхбыстрых импульсных лазеров в видимой и ближней инфракрасной области, привело к когерентной генерации и детектирования субпикосекундных, широкополосных (0,05 – 10 ТГц) импульсов. Это привело к исследованию в области использования терагерцового излучения, как метод визуализации и спектроскопии, биологии и медицины.

При совпадении колебаний излучения и собственных колебаний клетки (молекул фосфолипидного слоя), - возможно изменения полярности и гомеостаза клетки. Это приведет к изменению генов, белков, которые они кодируют, нарушить точность передачи генетической информации от клетки к клетке, т.е. привести к мутациям, или некрозу.

Для моделирования клетки была выбрана программа microwave CST studio. Животная клетка представлена в виде сферического резонатора диаметром 17 мкм. На объект направлена плоская волна с частотным диапазоном излучения 0,05 – 7 ТГц. Моделирование проводится в открытом пространстве.

В связи с тем что размеры мембраны (толщина 0,01 мкм) и ядра (диаметр 1 мкм) не сопоставимы с длиной волны терагерцового диапазона, моделированная клетка не включала в себя их и различные органеллы. Поле в мембране и ядре будет пространственно-однородным.

При прохождении плоской волны заданного терагерцового диапазона 0,05 – 7 ТГц, получены графики коэффициентов рассеяния RCS (σ_{scat}) и поглощения ACS (σ_{abs}) от частоты для воды и диэлектрической проницаемости $\varepsilon = 50$.

При моделировании массива клеток, 165 штук и хаотического распределения клеток, 35 штук, также были построены частотные зависимости, из которых видно несколько резонансных максимумов в районе 2 и 6 ТГц, для $\varepsilon = 50$.

В работе проверяется достоверность экспериментальных данных о существовании резонансных частот в диапазоне от 0,05 – 2 ТГц и теоретические данные о нарушении процесса транспорта ионов через клеточную мембрану, а также изменения процессов жизнедеятельности клетки.

1. Р.Н. Никулин, *Физические механизмы воздействия СВЧ – излучения низкой интенсивности на биологические объекты.* Волгоградский гос. техн. ун-т, с.129, (2004).

2. H. Fröhlich, *Biological Coherence and Response to External Stimuli,* Springer-Verlag, Berlin, p.268, (1988).

3. Е.С. Северин, *Биохимия: учебник для вузов*, ГЭОТАР-МЕД, **2**, с.784, (2004).

СТЕНДОВЫЕ ДОКЛАДЫ

ИНФРАКРАСНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ФУНКЦИАНАЛИЗИРОВАННЫХ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК

Плешко Н.В, Крот В.И., Табулина Л.В.*, Вилейшикова Н.П.

Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь
*Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники, Минск, Беларусь

В данной работе ИК-спектроскопия использовалась с целью идентификации и качественного анализа химических группировок на поверхности углеродных нанотрубок. Функционализация поверхности углеродных нанотрубок проводилась путем их обработки в растворах азотной и смеси азотной и серной кислот.

Углеродные нанотрубки (УНТ) – уникальные материалы, которые положили начало многочисленным биомедицинским разработкам: системам доставки генов и лекарств[1], новым материалам для имплантантов[2], сенсорам на реакцию гибридизации дезоксирибонуклеиновой кислоты (ДНК)[3], миниатюрным электронным и оптическим устройствам по узнаванию ДНК[4], белков[5] и других биологических структур[6]. Биосовместимость, возможность использования *in vivo*, высокая чувствительность УНТ к окружению являются важными свойствами, которые расширяют перспективы их использования в различных областях науки, техники и технологий[7].

Синтезированные УНТ нерастворимы в большинстве органических и водных растворителей и, таким образом, поверхность нанотрубок должна быть предварительно модифицирована для любых биологических применений. ИК-спектроскопия представляет особый интерес при исследовании функциональных групп, находящихся на поверхности УНТ.

В качестве исходного материала использовались УНТ, синтезированные CVD методом. Исходный материал имеет следующие характеристики: средний наружный диаметр 8–40 нм, средняя длина ≥ 2 мкм. Функционализация УНТ проводилась двумя способами: 1) обработка в азотной кислоте в течение 1 часа при температуре 120 С°; 2) обработка в смеси азотной и серной кислот (в объемном соотношении 2:1) в течение 1 часа при температуре 120 С°.

ИК-спектры УНТ, функционализированных различными методами, представлены на рисунке 1 (а, б, в).

ИК-спектр УНТ, которые не подвергались кислотной обработке, характеризуется следующими полосами. Полосы поглощения с максимумами 588 и 620 $см^{-1}$ можно интерпретировать соответственно как поглощение связей Fe–O и Mg–O в конденсированных группах $[FeO_6]$ и $[MgO_4]$[8]. Данные соединения входят в состав катализатора, используемого для синтеза УНТ. Полосу с частотой 860 $см^{-1}$ можно отнести к деформационному колебанию связи C=C в УНТ. Полосы с максимумом поглощения 1097 и 1216 $см^{-1}$ могут быть отнесены к валентным колебаниям эфирных групп C–O–C в структуре УНТ, обладающих разной энергией. Полоса с частотой 1415 $см^{-1}$ соответствует валентным колебаниям C=C связи. Полосы с частотами 2847 и 2918 $см^{-1}$ свидетельствуют о присутствии в УНТ связей C–H в альдегидных группировках. Таким образом, ИК-спектр исходного материала свидетельствует о сложном структурном его составе, который содержит Fe–O, Mg–O и значительное количество эфирных C–O–C групп[8]. УНТ без дополнительной функционализации не растворимы в органических и водных растворителях.

В ИК-спектре материала, подвергнутого окислению в HNO_3, во многом совпадает по набору полос поглощения с ИК-спектром исходного материала. В целом, воздействие HNO_3 проявилось в увеличении интенсивности полос в области 1350-1470 $см^{-1}$, соответствующих колебаниям С–Н, О–С–О связей. Полосы с максимумом поглощения 1305, 1236 и 878 $см^{-1}$ могут быть отнесены к колебаниям С–N связи. Полосы на частотах 1583 и 1722 $см^{-1}$ соответствуют валентным колебаниям С=N и С=О связей соответственно. Таким образом, при обработке УНТ азотной кислотой на поверхности УНТ возникают амино-, карбоксильные и гидроксильные группы. Данные УНТ растворимы в этаноле.

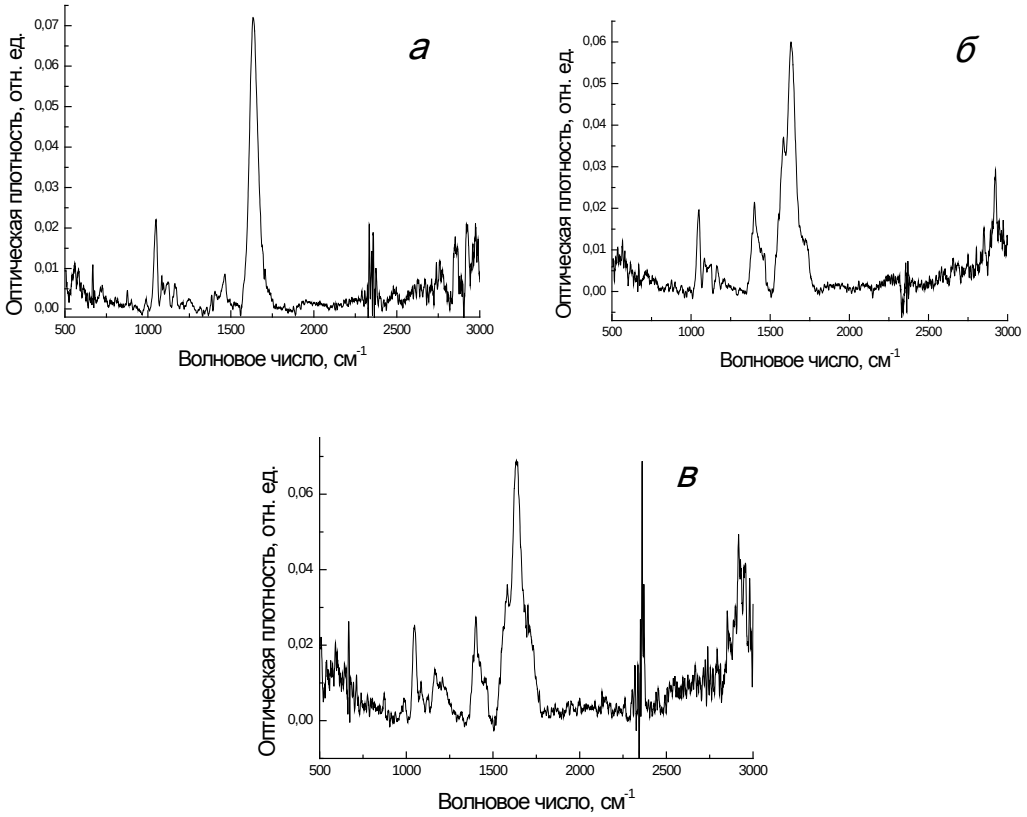


Рис. 1. ИК-спектры УНТ, функцианализированные различными методами:
а) – УНТ без кислотной обрабоки;
б) – УНТ, обработанные в азотной кислоте;
в) – УНТ, обработанные в смеси азотной и серной кислот.

После обработки УНТ в смеси азотой и серной кислот в ИК-спектре данного образца возникают колебательные полосы сульфатов (SO_4), соответствующие валентным колебаниям данной связи на частоте 1080 $см^{-1}$ и деформационным колебаниям на частоте 610 $см^{-1}$. Также отличительной чертой ИК-спектра данного образца является увеличение интенсивности в области 1350-1470 $см^{-1}$. Увеличение интенсивности полос на частотах 1097 и 1216 $см^{-1}$ свидетельствует об увеличении числа эфирных групп на поверхности УНТ. УНТ, функцианализированные данным образом, растворимы в воде.

Таким образом, функционализация поверхности УНТ позволяет растворять УНТ в различных органических и водных растворителях, что, в свою очередь, позволяет использовать их для различных биомедицинских целей.

1. Р.Д. Сейфула, *Phys. Нанофармакология*, №1, с.33-42, (2012).
2. S. Sirivisoot, T.J. Webster, *Advances in Science and Technology*, 86, №40, pp.40-50, (2012).
3. K. Maehashi, K. Matsumoto, *Jpn. J. Appl. Phys.*, 43, pp.1558-1560, (2004).

4. Y. Weizmann, D. M. Chenoweth, T. M. Swager, *J. Am. Chem. Soc.*, 133, pp.3238-3841, (2011).
5. M. A. Kumar, S. Jung, T. Ji, *Sensors.*, 11, pp.5087-5111, (2011).
6. W. Yang, P. Thordarson, J. Gooding, *Nanotechnology*, 18, №41, pp.412001, (2010).
7. Г.И. Довбешко, О.М. Фесенко, Е.Д. Образцова, *Журнал структурной хим.*, 50, № 5, с.911-998, (2009).
8. Б. Г. Шулицкий, Л. В. Табулина, Т. Г. Русальская, Ю. П. Шаман, И. Комиссаров, А. Г. Кароза, *Журнал физ. хим.*, 86, № 10, с.1699-1705, (2012).

ДЕТЕКТИРОВАНИЕ СИНГЛЕТНОГО КИСЛОРОДА В БИОЛОГИЧЕСКИХ СРЕДАХ МЕТОДОМ ИТЕРАЦИОННОГО ВОССТАНОВЛЕНИЯ ФАЗЫ

Белашов А.В., Васютинский О.С., Петров Н.В.*, Семенова И.В.

Физико-Технический институт им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия
*Санкт-Петербургский государственный университет Информационных Технологий, Механики и Оптики, Санкт-Петербург, Россия

Предложен метод детектирования синглетного кислорода в биологических средах с помощью итерационного восстановления фазы прошедшего через среду лазерного излучения. Разработана и создана экспериментальная установка. Проведена апробация метода на модельном объекте.

Синглетный кислород $O_2(a^1\Delta_g)$ играет большую роль в жизнедеятельности живых организмов, участвуя не только в процессах дыхания и обмена веществ, но и во внутриклеточных химических реакциях. Он может выполнять защитную функцию, окисляя молекулы и уничтожая вредные организмы, выступать в роле возбудителя или передатчика сигналов в клетке, инициировать механизмы апоптоза.

Генерация синглетного кислорода в организме человека широко применяется на практике для целей фотодинамической терапии – эффективного метода лечения онкологических и дерматологических заболеваний[1]. Этот метод основан на способности молекул синглетного кислорода приводить к гибели больных клеток при взаимодействии с ними посредством инициирования процессов некроза или апоптоза. При этом генерация синглетного кислорода в организме пациента обычно осуществляется при столкновениях с оптически возбужденными молекулами-сенсибилизаторами, обладающими повышенной восприимчивостью к свету определенной длинны волны. Сенсибилизаторы вводятся пациенту внутривенно, а затем опухоль облучается лучом лазера с этой длиной волны, что приводит к генерации молекул сигнглетного кислорода и гибели больных клеток. Метод фотодинамической терапии является очень эффективным, поскольку некоторые фотосенсибилизаторы имеют свойство накапливаться в области опухоли[2], что позволяет достаточно легко локализовать образующийся синглетный кислород именно в больных тканях, практически не повреждая здоровые клетки.

Вследствие большой важности и широкого распостранения метода фотодинамической терапии, развитие новых способов мониторинга молекул синглетного кислорода, а также измерение его времен жизни в различных средах и морфологических структурах клетки является очень важной задачей современной фотобиологической науки. Хорошо известен способ регистрации молекул синглетного кислорода, основанный на детектировании излучения фосфоресценции на длине волны 1270 нм при излучательном переходе возбужденного электрона в основное электронное состояние молекулы $X\ ^3\Sigma_g\ ^3$. Основной недостаток этого способа заключается в том, что этот переход $a^1\Delta_g \rightarrow X\ ^3\Sigma_g$

является сильно запрещенным. Поэтому интенсивность излучения фосфоресценции крайне мала, что приводит к низкому соотношению сигнал/шум.

В настоящей работе предлагается другой подход к детектированию синглетного кислорода, основанный на детектировании безызлучательной релаксации молекул синглетного кислорода при взаимодействии с окружающими молекулами среды. Она приводит к появлению градиента температуры в области локализации синглетного кислорода. Соответствующий градиент показателя преломления окружающей среды может быть зарегистрирован по изменению фазы прошедшего нерезонансного излучения.

Таким образом, задача детектирования синглетного кислорода сводится к задаче регистрации фазы прошедшего через биологическую среду волнового фронта. В настоящее время существует большое количество голографических методов, позволяющих восстанавливать фазу волнового фронта. Однако, многие из них требуют большого времени регистрации. Учитывая характерные времена жизни синглетного кислорода в биологических средах порядка единиц и десятков микросекунд[3], для решения поставленной задачи нужны методы, позволяющие регистрировать изображения за время малое по сравнению с этими временами жизни. В настоящей работе для этой цели применен итерационный алгоритм восстановления фазы из зарегистрированных распределений интенсивности[4,5].

Сущность этого метода состоит в использовании нескольких распределений интенсивности, находящихся на разных расстояниях от объекта регистрации. Основное преимущество этого метода состоит в сравнительно коротком времени регистрации изображения, что позволяет исследовать быстропротекающие процессы. Схема разработанной и созданной нами экспериментальной установки для детектирования синглетного кислорода представлена на рис. 1.

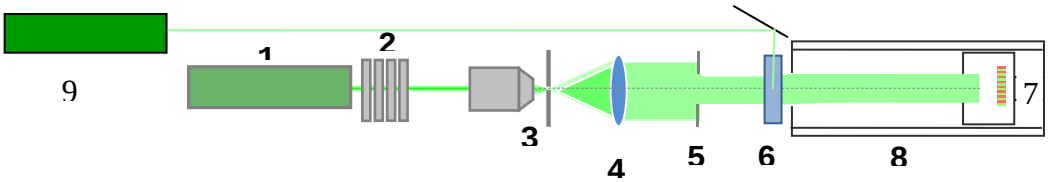


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

На Рис. 1: 1 – Nd:YAG лазер; 2 – набор ослабляющих фильтров, 3 – узел пространственной фильтрации; 4 – коллимирующая линза; 5 – диафрагма, 6 – кювета с закрепленной клеткой; 7 – матричный фотоприемник; 8 – моторизированная подвижка; 9 – лазер приводящий к образованию синглетного кислорода в клетке.

Апробация предлагаемого итерационного метода восстановления фазы была осуществлена с помощью восстановления фаза модельного объекта - собирающей линзы. Соответствующие экспериментальные результаты представлены на стенде.

1.В. Ю. Петровский, В. А. Титова, *Вестник РНЦРР*. **№4**. С.70-81. (2011).

2.Е. Ф. Лозовская, *Наука и жизнь* **№3**, С.14-17. (2002).

3.P. R. Ogilby, *Photochem. Photobiol. Sci*., **№9**, С.1543–1560 (2010).

4.Н.В. Петров, В.Г. Беспалов, *Наносистемы: Физика, Химия, Математика*, **N2(1)**, С. 82–90, (2011).

5.D. G. Papazoglou, S. Tzortzakis., *Applied Physics Letters*, **N 93**, с. 041120, (2008).

ИССЛЕДОВАНИЕ ЖИВЫХ КЛЕТОЧНЫХ НЕЙРОНАЛЬНЫХ КУЛЬТУР С ПОМОЩЬЮ ШИРОКОПОЛЬНОЙ ЦИФРОВОЙ ГОЛОГРАФИЧЕСКОЙ МИКРОСКОПИИ, СОВМЕЩЕННОЙ С КАЛЬЦИЕВЫМ ИМИДЖИНГОМ.

Муравьева М.С., Дуденкова В.В., Рыбников А.И., Захаров Ю.Н.

Нижегородский Государственный Университет им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород, Россия

Собрана установка для записи цифровых голограмм для живых клеточных культур на базе конфокального сканирующего микроскопа LSM-510. Представлены результаты восстановленных фазовых портретов и сделаны выводы об их корреляции с кальциевой активностью клеток этой же нейрональной культуры.

В настоящее время оптическая микроскопия повсеместно используется в различных исследованиях в медицине и биологии. С помощью оптических микроскопов исследуются как фиксированные образцы, так и живые клеточные культуры и срезы тканей. Современные оптические микроскопы позволяют получать высокое разрешение исследуемых образцов. Главным преимуществом оптической микроскопии является неинвазивность, то есть данный метод исследования практически не оказывает влияния на процессы жизнедеятельности. В основном объектами исследования являются тонкие срезы тканей или клеточные культуры, это связано с тем, что в толстых образцах сильно сказывается эффект рассеяния и получение полезной информации становится невозможным. В нашей лаборатории установлен конфокальный лазерный сканирующий микроскоп LSM 510, с его помощью проводятся исследования структуры и активности тонких срезов тканей мозга крыс и первичных планарных культур клеток гиппокампа (нейронов) мышей. Исследования активности клеточных культур проводятся методом кальциевого имиджинга, то есть на протяжении некоторого времени ведется запись уровня кальция в клетках (выброс кальция из клетки свидетельствует о ее активности в ответ на различные стимулы). Во время такого исследования было бы полезно отслеживать изменения трехмерной структуры исследуемого объекта. Для этого мы решили воспользоваться методом цифровой голографической интерферометрии. Как известно, голограмма регистрирует не только амплитуду, но и фазу прошедшего или отраженного от объекта излучения. Таким образом, записывая и впоследствии измеряя изменения фазы, вызванные клетками, мы получим информацию об их оптической толщине, а именно – о размерах и показателе преломления, представляющих интерес с точки зрения морфологии и внутриклеточного состава. Для этого, мы модернизировали микроскоп LSM 510, в результате чего получили возможность записи цифровых голограмм параллельно с кальциевым имиджингом. Нами была предложена и реализована следующая схема:

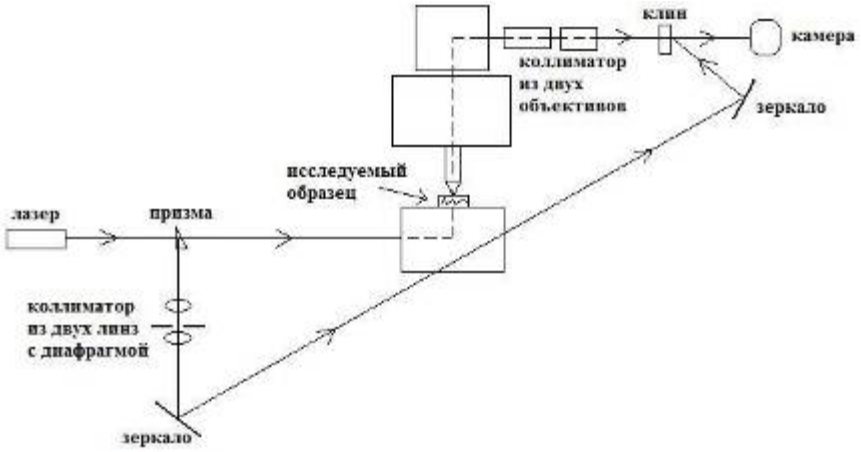


Рис. 1. Принципиальная схема установки

Луч He-Ne лазера проходит через светоделительный кубик, в результате чего делится на опорный и предметный. Предметный луч соответственно заводится в микроскоп, где проходит через объект, систему оптических элементов и выводится на клин, где совмещается с опорным лучом. В результате картина их интерференции записывается на камеру.

Так как выше уже упоминалось про кальциевый имиджинг, то имеет смысл пояснить про него подробнее. Клеточные культуры обладают спонтанной и вынужденной кальциевой активностью. Кальциевая активность – это выброс кальция из клеток в результате каких-либо процессов. Спонтанная - происходит в клетках вследствие нормального функционирования и жизнедеятельности. Вынужденная же появляется в ответ на какие-либо стимулы, так, например, введение блокаторов кальциевых каналов замедляет активность. При патологических процессах типа гипоксии (недостаточное снабжение кислородом), кальциевая активность наоборот увеличивается. На рис. 2 представлен кадр из видео кальциевого имиджинга, на котором записана активность клеточной культуры после введения блокатора. Красным флуоресцентным красителем сульфородамин (sulphorodamine) прокрашены астроциты и мертвые нейроны. Зеленым красителем орегон грин (oregon green) прокрашены живые нейроны и астроциты. Выделенная область – это интересующий нас участок культуры, для которого впоследствии восстанавливались фазовые портреты.

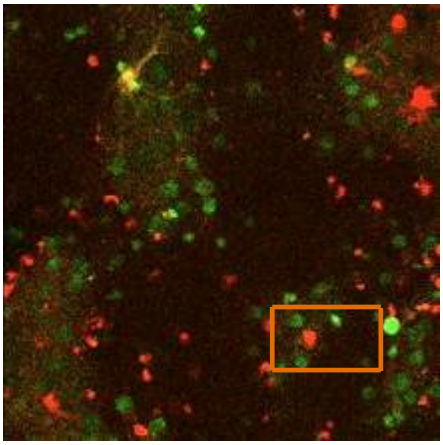
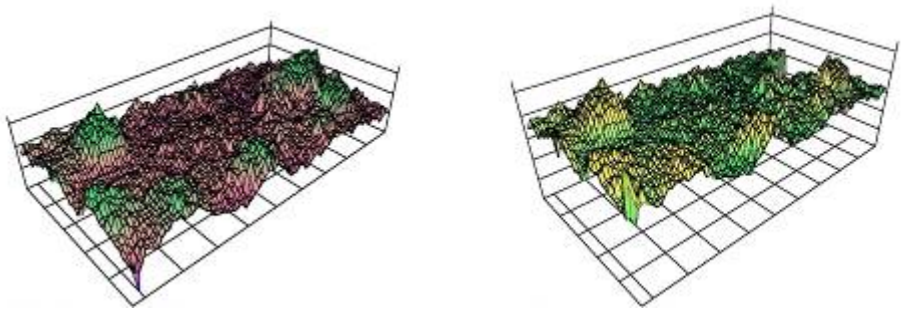


Рис. 2. Кадр из видео кальциевого имиджинга. Нейрональная клеточная культура после введения блокатора.

Так как клеточная активность это протяженный во времени процесс, то мы записываем не одну голограмму, а целую временную серию. Впоследствии видеоряд разбивается на голограммы, которые подвергаются программной обработке, и восстанавливается фазовый портрет объекта. На рис. 3 показан пример восстановленных

фазовых портретов для выделенной области (см. рис. 2) нейрональной клеточной культуры.



а) б)

Рис. 3. Пример восстановленных фазовых портретов: а) 31 секунда записи, б) 36 секунда записи

Явные изменения фазового портрета свидетельствуют о морфологических изменениях. Анализируя динамику изменений фазовых портретов и сравнивая ее с данными кальциевого имиджинга можно сделать вывод, что изменения оптической толщины коррелируют с кальциевой активностью: клетки, проявляющие спонтанную периодическую кальциевую активность, например, между 31ой и 36ой секундами показанного выше примера, меняют свою оптическую толщину. Изменения характера кальциевых осцилляций под действием различных стимулов, блокаторов или при таком патологическом процессе, как гипоксия, сопровождаются изменением временной зависимости оптической толщины. Таким образом, с использованием данной модернизации микроскопа появляется возможность мониторинга изменений формы и размера клеток, а также восстановления трехмерной структуры исследуемого объекта параллельно с проведением кальциевого имиджинга, в том числе - при применении к живой клеточной культуре различных воздействий.

ПОЛЯРИЗОВАННАЯ ТРИПТОФАНОВАЯ ФЛУОРЕСЦЕНЦИЯ В ОПРЕДЕЛЕНИИ ПАРАМЕТРОВ ВРАЩАТЕЛЬНОЙ ДИФФУЗИИ КОМПЛЕКСОВ БЫЧЬЕГО СЫВОРОТОЧНОГО АЛЬБУМИНА С ТРИТОНОМ X-100

Журавлёва В.В., Полянский Д.В., Власова И.М.

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

Исследована вращательная диффузия комплексов БСА с Тритоном X-100 по анализу триптофановой флуоресценции. Эффективная солюбилизация БСА в растворах Тритона X-100 достигается при 0,3 мМ Тритона, незначительно большей его ККМ, при pH 5,0 (вблизи pI БСА).

В данной работе исследуется вращательная диффузия комплексов бычьего сывороточного альбумина (БСА) с солюбилизирующим его нейтральным детергентом Тритоном X-100. Тритон X-100 (ККМ 0,25 мМ, агрегационное число 140) можно выделить по популярности среди детергентов, часто применяющихся в биохимических, медицинских и фармацевтических исследованиях для солюбилизации белков.

Проведены исследования поляризованной триптофановой флуоресценции БСА в растворах с различными концентрациями Тритона X-100 при различных значениях pH. Получены зависимости степени поляризации триптофановой флуоресценции БСА (рис. 1) от концентрации Тритона X-100 для различных значений pH.

Благодаря подбору экспериментальных условий (исследованы сильно разведенные растворы белков) на поляризацию флуоресценции триптофанов БСА оказывает влияние только вращательная диффузия триптофановых остатков белка. Проведенные в данной работе стационарные измерения поляризованной флуоресценции БСА позволяют анализировать вращение целых молекул белков, а вклад относительного вращения доменов, содержащих триптофановые остатки, и вращения двух триптофановых остатков БСА относительно ближайшего окружения считается пренебрежимо малым.

В растворах с Тритоном Х-100 значения степени поляризации триптофановой флуоресценции БСА возрастают по сравнению с растворами без детергента при всех значениях pH, что говорит о комплексообразовании белка с Тритоном Х-100.

Для исследования взаимодействия и комплексообразования БСА с Тритоном Х-100 при различных концентрациях детергента в растворах и при различных значениях pH были с помощью метода поляризованной флуоресценции по теории Левшина – Перрена оценены параметры вращательной диффузии белка в растворах с детергентом.

На рис. 2 представлены зависимости коэффициента вращательной диффузии комплексов БСА с Тритоном Х-100 от концентрации Тритона Х-100 в растворах с различными значениями pH. Видно, что при всех значениях pH в растворах с Тритоном Х-100 происходит уменьшение коэффициента вращательной диффузии (он уже соответствует белковым комплексам с детергентом) по сравнению с растворами без детергента, где коэффициент диффузии соответствует еще самим молекулам БСА, а не их комплексам с детергентом.

Первое незначительное уменьшение коэффициента вращательной диффузии происходит при 0,1 – 0,2 мМ Тритона Х-100, а второе уже значительное уменьшение этого коэффициента происходит при 0,3 мМ Тритона Х-100. Дальнейшее увеличение концентрации Тритона Х-100 (больше 0,3 мМ) практически уже не влияет на коэффициент вращательной диффузии белковых комплексов с детергентом.

В области концентраций 0,1 – 0,2 мМ Тритон Х-100 (ККМ 0,25 мМ) находится в молекулярной фазе, и молекулы Тритона Х-100 образуют комплексы с БСА: связывание молекулами белка небольших молекул детергента приводит к незначительному уменьшению коэффициента вращательной диффузии.

При 0,3 мМ Тритона Х-100 (и при больших концентрациях) детергент находится в мицеллярной фазе, и мицеллы Тритона Х-100 образуют комплексы с БСА: связывание молекул белка с крупными мицеллами детергента приводит к значительному уменьшению коэффициента вращательной диффузии.

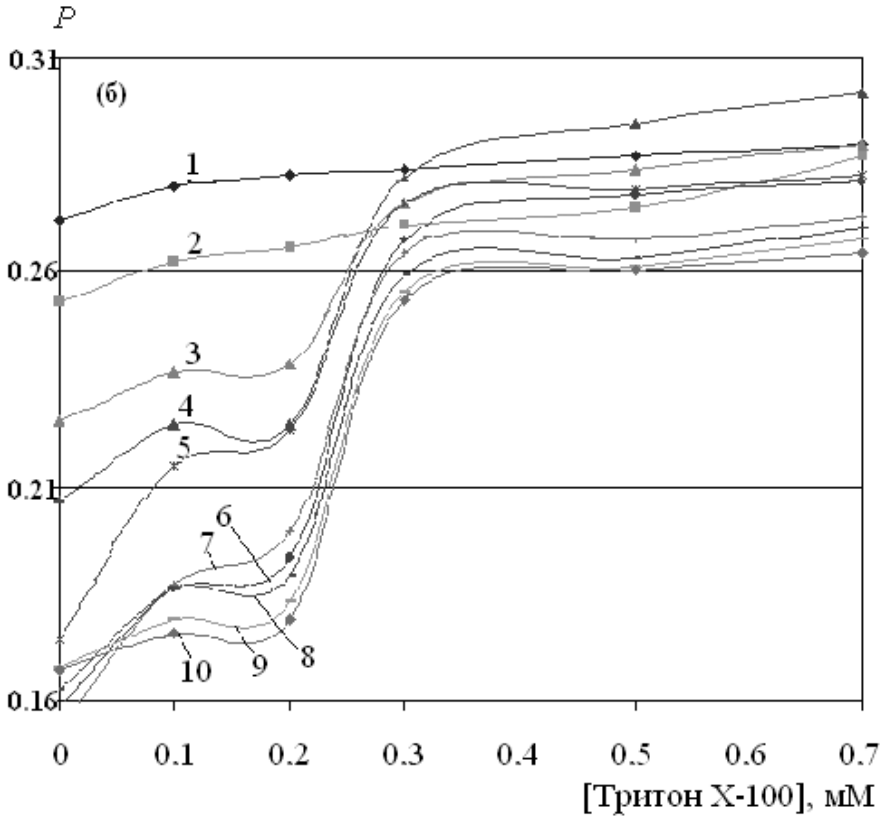


Рис. 1. Зависимость степени поляризации *P* триптофановой флуоресценции (возбуждение 295 нм) 5 мкМ БСА от концентрации Тритона Х-100 в растворах с различными значениями pH: 3,5 (1), 4,0 (2), 4,5 (3), 5,0 (4), 5,5 (5), 6,0 (6), 6,5 (7), 7,0 (8), 7,5 (9), 8,0 (10)

При рассмотрении значений коэффициента вращательной диффузии комплексов БСА с детергентом в растворах с различными значениями pH, но при одной фиксированной концентрации Тритона Х-100 в растворе, видно, что коэффициент вращательной диффузии белковых комплексов с Тритоном Х-100 нелинейно зависит от pH с минимумом примерно при pH 5,0, что указывает на наилучшее комплексообразование детергента с белком при этом значении pH, лежащем вблизи изоэлектрической точки БСА (4,9).

В растворах с Тритоном Х-100 происходит увеличение времени вращательной релаксации белковых комплексов с детергентом по сравнению со временем вращательной релаксации самих молекул белка в растворах без детергента: небольшое увеличение – при 0,1 – 0,2 мМ Тритона Х-100 и существенное увеличение – при 0,3 – 0,7 мМ Тритона Х-100.

Рассчитан эффективный радиус комплексов БСА с Тритоном Х-100, который определенный в сферическом приближении (по уравнению Стокса – Эйнштейна) отражает не реальный геометрический размер белковых комплексов с детергентом, которые при солюбилизации могут иметь не сферическую геометрическую форму, а показывает некий эффективный размер комплексов, меняющийся при вариации концентрации Тритона Х-100 и удобный для оценки степени солюбилизации белка под действием детергента.

В растворах с Тритоном Х-100 происходит увеличение эффективного размера образующихся белковых комплексов с Тритоном Х-100. В растворах без детергента полученный эффективный радиус соответствует размерам молекулы БСА.

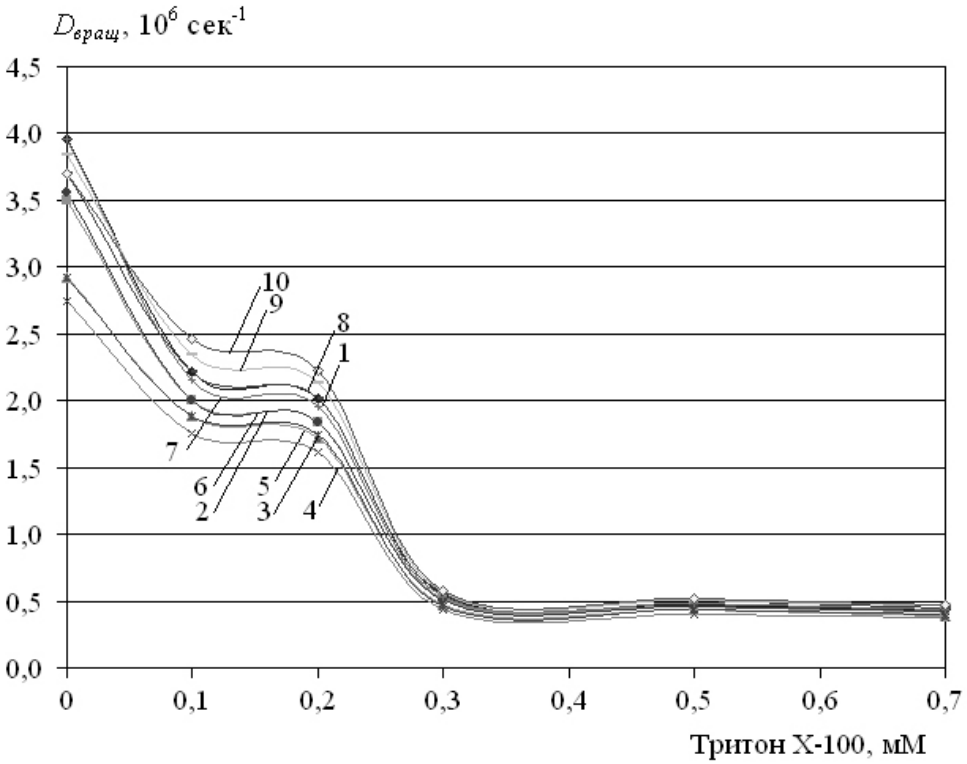


Рис. 2. Зависимость коэффициента вращательной диффузии комплексов БСА с Тритоном Х-100 от концентрации Тритона Х-100 в растворах с различными значениями pH: 3,5 (1), 4,0 (2), 4,5 (3), 5,0 (4), 5,5 (5), 6,0 (6), 6,5 (7), 7,0 (8), 7,5 (9), 8,0 (10)

Уже при 0,3 мМ Тритона Х-100 его мицеллы эффективно солюбилизируют молекулы БСА. В растворах с Тритоном Х-100 эффективный радиус комплексов БСА с Тритоном Х-100 нелинейно зависит от pH с максимумом при pH 5,0, что указывает на наилучшее связывание нейтральных молекул (при 0,1 – 0,2 мМ Тритона Х-100) или нейтральных мицелл (при 0,3 – 0,7 мМ Тритона Х-100) детергента с белком.

Таким образом, наиболее эффективная солюбилизация молекул БСА с помощью нейтрального детергента Тритона Х-100 (0,3 мМ) происходит при pH 5,0.

ФЛУОРЕСЦЕНЦИЯ И МОЛЕКУЛЯРНАЯ АССОЦИАЦИЯ НАНОМАРКЕРОВ СЕМЕЙСТВА ФЛУОРЕСЦЕИНА В РАСТВОРАХ БЫЧЬЕГО СЫВОРОТОЧНОГО АЛЬБУМИНА

Кулешова А.А., Власова И.М.

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

Проанализированы молекулярная ассоциация и флуоресцентные характеристики наномаркеров семейства флуоресцеина в растворах БСА. Электроотрицательность атомов в формулах наномаркеров влияет на pK их ионизируемых групп, что определяет их отличия в ассоциации, флуоресценции и взаимодействии с БСА.

Для моделирования взаимодействия лекарственных препаратов с бычьим сывороточным альбумином (БСА) широко используются в качестве лигандов флуоресцентные наномаркеры семейства флуоресцеина – исходное соединение флуоресцеин и его галоген-производные (эритрозин, эозин и бенгальский розовый).

Проведен анализ процессов молекулярной ассоциации и флуоресцентных характеристик наномаркеров семейства флуоресцеина как в растворах без белка, так и с БСА при различных значениях pH.

В полученных спектрах поглощения наномаркеров семейства флуоресцеина как в растворах без белка, так и с БСА, наблюдается наличие двух максимумов поглощения – длинноволнового максимума мономеров и коротковолнового максимума ассоциатов наномаркеров. Определена степень молекулярной ассоциации наномаркеров, представляющая собой долю ассоциированных молекул наномаркера (*1-X*) в растворе (где *X* – доля мономеров).

Зарегистрированы отличия в поведении *1-X* наномаркеров в растворах как с БСА, так и без белка: у флуоресцеина обнаружен нелинейный вид зависимости *1-X* от pH с максимумом при pH 6,0, а у галоген – производных флуоресцеина зависимость *1-X* от pH имеет монотонно убывающий характер при увеличении pH. Это объясняется изменением заряда наномаркеров с изменением pH: флуоресцеин нейтрален при pH 6,0 и легко образует ассоциаты, а у его галоген-производных с ростом pH возрастает отрицательный заряд, что мешает образованию ассоциатов.

Общей чертой для наномаркеров семейства флуоресцеина является уменьшение *1-X* в растворах с БСА по сравнению с растворами без белка, что объясняется их связыванием с БСА и уменьшением доли несвязанных с белком молекул наномаркеров, способных к ассоциации.

Исследована флуоресценция наномаркеров семейства флуоресцеина как в растворах без белка, так и с БСА, при различных значениях pH.

Характер зависимости интенсивности флуоресценции наномаркера от pH различается для флуоресцеина и его галоген-производных, что связано с различием pK ионизируемых групп этих наномаркеров.

Общими чертами для всех четырех наномаркеров при добавлении в раствор БСА являются тушение и красный сдвиг максимума флуоресценции.

По тушению флуоресценции (рис. 1) флуоресцеина видно, что наибольшее связывание флуоресцеина с белком происходит при pH 5,0 – 6,0, когда молекулы флуоресцеина либо слабо положительно заряжены (при pH 5,0 – 5,5) либо электрически нейтральны (при pH 5,5 – 6,0), а белок слабо отрицательно заряжен.

Интенсивное связывание галоген-производных флуоресцеина с БСА происходит при значениях pH < 5,0, что обусловлено взаимным соотношением зарядов наномаркеров и БСА: БСА положительно заряжен, эозин в форме моноаниона при 3,0 < pH < 5,0, эритрозин в форме нейтральной молекулы при 3,5 < pH < 3,6 и моноаниона при 3,6 < pH < 5,5, бенгальский розовый в форме моноаниона при 2,6 < pH < 4,0 и дианиона при 4,0 < pH < 5,0.

Обнаруженные отличия в процессах молекулярной ассоциации и во флуоресцентных характеристиках этих наномаркеров определяются величиной электроотрицательности атомов боковых радикалов в их структурных формулах, которая оказывает влияние на pK их ионизируемых групп (COOH и OH).

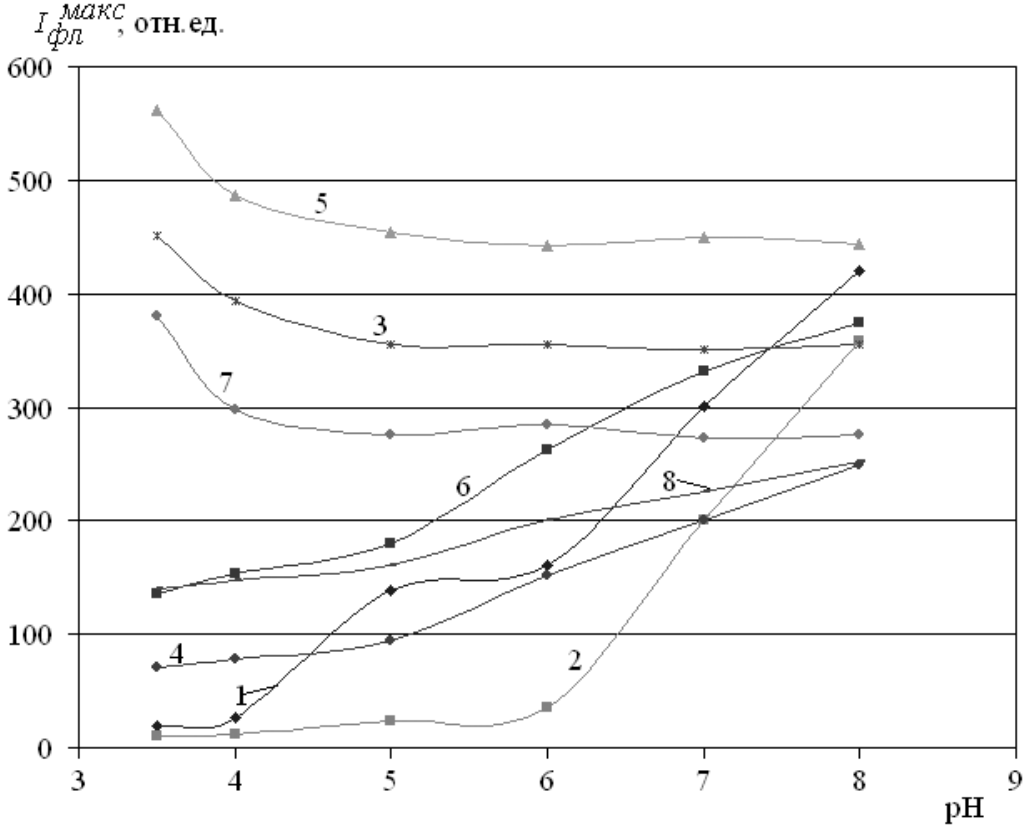


Рис. 1. Зависимость от pH интенсивности в максимуме спектра флуоресценции наномаркеров семейства флуоресцеина: 1 – флуоресцеин (3 мкМ), 2 – флуоресцеин (3 мкМ) с БСА (150 мкМ), 3 – эритрозин (30 мкМ), 4 – эритрозин (30 мкМ) с БСА (150 мкМ), 5 – эозин (30 мкМ), 6 – эозин (30 мкМ) с БСА (150 мкМ), 7 – бенгальский розовый (3 мкМ), 8 – бенгальский розовый (3 мкМ) с БСА (150 мкМ)

Наличие в молекуле более электроотрицательного атома приводит к сильному уменьшению значений pK(COOH) и pK(OH) этих наномаркеров, что приводит к уменьшению степени ассоциации *1-X* наномаркера и сказывается на флуоресцентных характеристиках и процессах взаимодействия с БСА.

СОБСТВЕННАЯ ФЛУОРЕСЦЕНЦИЯ БЕЛКА В ИССЛЕДОВАНИИ ВРАЩАТЕЛЬНОЙ ДИФФУЗИИ БЫЧЬЕГО СЫВОРОТОЧНОГО АЛЬБУМИНА ПРИ ДЕНАТУРАЦИИ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ДОДЕЦИЛСУЛЬФАТА НАТРИЯ

Власова И.М., Царфина Н.Д., Журавлева В.В.

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

Определены параметры вращательной диффузии БСА в растворах ДСН и сделан вывод о двустадийной денатурации БСА под действием ДСН. При pH < pI БСА денатурация двустадийна, при pH > pI БСА денатурация проходит только первую стадию.

Уникальная способность молекулы бычьего сывороточного альбумина (БСА) связывать обширный круг лигандов определяет одну из основных функций этого белка – транспорт физиологических метаболитов. Денатурация белка сопровождается утратой им функциональных свойств, что обуславливает интерес к ее изучению. Эффективными

денатурирующими агентами являются ионные детергенты, например, анионный детергент додецилсульфат натрия (ДСН).

В работе исследована денатурация БСА под действием ДСН по изучению поляризованной триптофановой флуоресценции БСА. Метод поляризованной флуоресценции позволяет оценивать параметры вращательной диффузии флуорофоров. Путем варьирования вязкости растворов добавлением различных концентраций сахарозы определены время вращательной релаксации, коэффициент вращательной диффузии и эффективный радиус Эйнштейна молекул БСА в растворах с различными концентрациями ДСН при различных значениях pH.

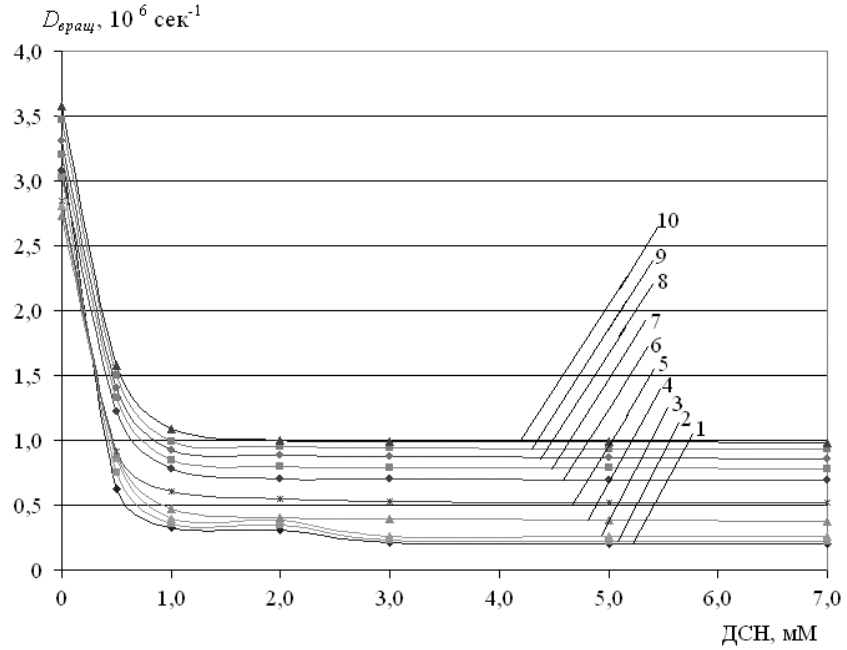


Рис. 1. Коэффициент вращательной диффузии молекул БСА (5 мкМ) в растворах ДСН при различных значениях pH: 3,5 (1), 4,0 (2), 4,5 (3), 5,0 (4), 5,5 (5), 6,0 (6), 6,5 (7), 7,0 (8), 7,5 (9), 8,0 (10)

На рис. 1 представлены зависимости коэффициента вращательной диффузии молекул БСА от концентрации ДСН при различных значениях pH. В растворах с ДСН коэффициент вращательной диффузии молекул БСА уменьшается. Более сильное уменьшение коэффициента вращательной диффузии молекул БСА в растворах с ДСН происходит при значениях pH < pI БСА (4,9), что указывает на глубокую и сильную денатурацию белка при этих значениях pH.

Также видно, что резкое уменьшение коэффициента вращательной диффузии молекул БСА происходит при концентрациях ДСН, меньших 0.5 мМ, при всех значениях pH, что указывает на изменение геометрической конфигурации глобул БСА – увеличение линейно-продольных размеров молекул БСА при их разрыхлении вследствие прохождения первой стадии денатурации. Дальнейшее увеличение концентрации ДСН приводит к сравнительно небольшому одностадийному уменьшению коэффициента вращательной диффузии молекул БСА при значениях pH > pI БСА и к большему двустадийному уменьшению коэффициента вращательной диффузии молекул БСА при значениях pH < pI БСА.

Определены зависимости эффективного радиуса Эйнштейна молекул БСА от концентрации ДСН при различных значениях pH. Радиус молекул БСА, определенный таким образом в сферическом приближении (по уравнению Стокса – Эйнштейна), отражает не реальный геометрический размер молекул БСА, которые при прохождении денатурации под действием ДСН приобретают все более вытянутую, не сферическую геометрическую форму, а показывает эффективный размер молекул БСА, меняющийся под действием ДСН и удобный для оценки степени глубины денатурации белка под

действием ДСН. Более сильное увеличение размеров молекул БСА имеет место при pH < pI БСА, что говорит о глубокой денатурации белка при этих значениях pH.

При значениях pH > pI БСА увеличение эффективного радиуса молекул БСА происходит одностадийно с увеличением концентрации ДСН, а при значениях pH < pI БСА увеличение эффективного радиуса молекул БСА происходит двустадийно.

При рассмотрении зависимостей коэффициента вращательной диффузии, времени вращательной релаксации и эффективного радиуса молекул БСА от концентрации ДСН видно, что денатурация БСА под действием ДСН носит двустадийный характер.

При значениях pH, меньших pI БСА (4,9), при концентрациях ДСН до 1 – 2 мМ происходит первая стадия денатурации – разрыхление глобул БСА, при концентрациях 3 – 4 мМ ДСН наступает вторая стадия – разворачивание аминокислотной цепи молекул БСА, дальнейшее увеличение концентрации ДСН ничего не меняет в системе.

При значениях pH, больших pI БСА (4,9), при концентрациях ДСН до 1 – 2 мМ происходит первая стадия денатурации – разрыхление глобул БСА, дальнейшее увеличение концентрации ДСН не приводит к углублению денатурации.

Более глубокая денатурация БСА под действием ДСН имеет место при pH < pI БСА. При pH < pI положительно заряженные молекулы БСА легко связываются с додецилсульфат-анионами, что и объясняет более глубокую денатурацию. При значениях pH > pI додецилсульфат-анионы слабо взаимодействуют с отрицательно заряженными молекулами БСА, хотя и сохраняющими на себе какие-то положительно заряженные участки, поэтому денатурация белка под действием ДСН происходит слабее.

ТРИПТОФАНОВАЯ ФЛУОРЕСЦЕНЦИЯ В АНАЛИЗЕ ДЕНАТУРАЦИИ БЫЧЬЕГО СЫВОРОТОЧНОГО АЛЬБУМИНА ПОД ДЕЙСТВИЕМ ДОДЕЦИЛСУЛЬФАТА НАТРИЯ

Власова И.М., Журавлева В.В.

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

Поэтапное увеличение степени поляризации и тушение флуоресценции БСА при увеличении ДСН в растворах указывают на две стадии денатурации: разрыхление глобул, разворачивание цепи. При pH < pI БСА денатурация двустадийна, при pH > pI денатурация одностадийна.

Исследование денатурации бычьего сывороточного альбумина (БСА) важно в связи с его транспортными физиологическими функциями в крови, так как позволяет делать выводы об уровне сохранения нативной конформации белка и, следовательно, об уровне сохранности его физиологических свойств в различных условиях.

В работе представлены исследования денатурации БСА под действием ионного детергента додецилсульфата натрия (ДСН) по изучению белковой триптофановой флуоресценции (возбуждение 295 нм), как неполяризованной, так и поляризованной.

Получены зависимости интенсивности в максимуме спектров триптофановой флуоресценции БСА (рис. 1) от концентрации ДСН. В растворах с ДСН флуоресценция БСА тушится, что объясняется денатурацией БСА, при которой триптофановые остатки становятся доступными для молекул воды, тушащих их флуоресценцию.

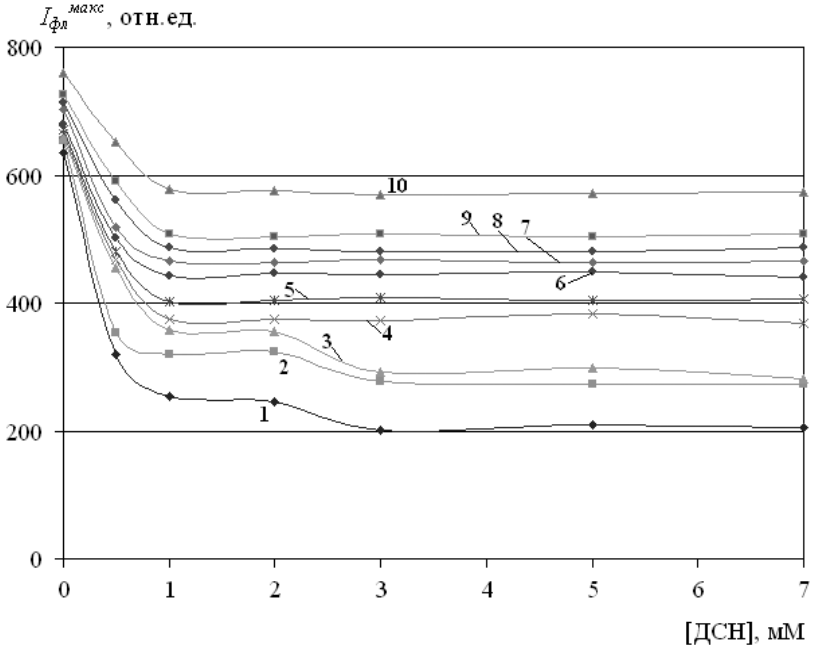


Рис. 1. Интенсивность в максимуме спектра триптофановой флуоресценции (возбуждение 295 нм) БСА (5 мкМ) в растворах с ДСН при различных значениях pH: 3,5 (1), 4,0 (2), 4,5 (3), 5,0 (4), 5,5 (5), 6,0 (6), 6,5 (7), 7,0 (8), 7,5 (9), 8,0 (10)

По тушению триптофановой флуоресценции БСА сделаны выводы, что более эффективная денатурация под действием ДСН происходит при pH < pI БСА, а по мере возрастания pH (выше изоэлектрической точки pI БСА) эффективность денатурации БСА уменьшается. Молекулы ДСН в растворе распадаются на катионы натрия и додецилсульфат-анионы, и именно додецилсульфат-анионы взаимодействуют с БСА (в работе исследованы концентрации ДСН, меньшие его ККМ).

При pH < pI БСА молекулы БСА в целом заряжены положительно. В растворах с ДСН при pH < pI БСА происходит интенсивное связывание в целом положительно заряженных молекул белка с додецилсульфат-анионами, вследствие чего наблюдается сильное тушение триптофановой флуоресценции БСА. При pH > pI молекулы БСА приобретают в целом отрицательный заряд, поэтому происходит слабое связывание додецилсульфат-анионов и в целом отрицательно заряженных молекул БСА, хотя еще и сохраняющих некоторые положительно заряженные участки, вследствие чего наблюдается слабое тушение триптофановой флуоресценции БСА.

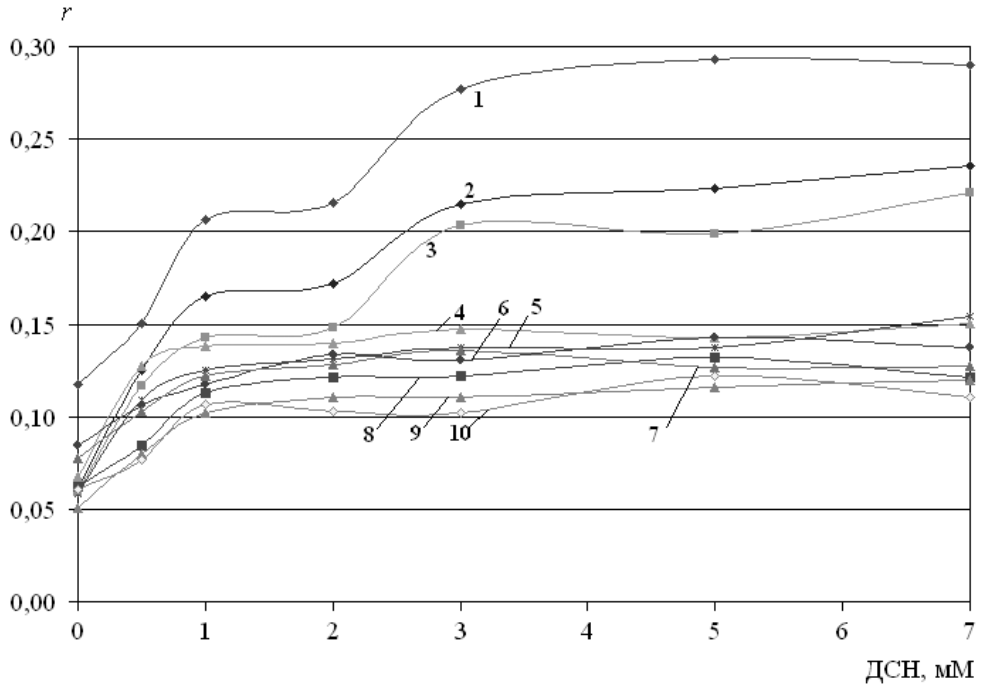


Рис. 2. Степень анизотропии триптофановой флуоресценции (возбуждение 295 нм) БСА (5 мкМ) в растворах с ДСН при различных значениях pH: 3,5 (1), 4,0 (2), 4,5 (3), 5,0 (4), 5,5 (5), 6,0 (6), 6,5 (7), 7,0 (8), 7,5 (9), 8,0 (10)

Также проведены исследования поляризованной триптофановой флуоресценции БСА. Получены зависимости степени анизотропии *r* триптофановой флуоресценции БСА от концентрации ДСН для различных значений pH (рис. 2).

Поэтапное увеличение степени поляризации триптофановой флуоресценции БСА при увеличении ДСН в растворах, также как поэтапное тушение триптофановой флуоресценции БСА, указывают на стадийный характер денатурации: первая стадия – разрыхление белковых глобул, вторая стадия – полное разворачивание аминокислотной цепи белка. При pH < pI БСА денатурация проходит через обе стадии. При pH > pI БСА денатурация проходит слабо и останавливается на первой стадии.

ВРЕМЯПРОЛЕТНЫЙ МАСС-СПЕКТРОМЕТР ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ФРАГМЕНТАЦИИ БИОЛОГИЧЕСКИ ЗНАЧИМЫХ МОЛЕКУЛ ПОД ДЕЙСТВИЕМ УФ ИЗЛУЧЕНИЯ.

Безлюдный М.С.

Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН,
194021 Санкт-Петербург, ул. Политехническая 26.

Выполнено проектирование ионно-оптической системы линейного времяпролетного масс-спектрометра, предназначенного для исследования фрагментации биологически значимых молекул (аминокислот и оснований нуклеиновых кислот) при их взаимодействии с УФ излучением ArF эксимерного лазера.

Процесс поглощения энергии излучения органическими тканями имеет сложный характер, в основе которого лежат два основных механизма: прямое воздействие излучения на биологические молекулы и взаимодействие биологических молекул с вторичными частицами, образующимися при поглощении излучения, например, с

продуктами радиолиза воды, содержащейся в органических тканях, электронами и протонами, образующимися при ионизации и фрагментации молекул органических соединений. Изучение процессов фрагментации многоатомных молекул является сложной экспериментальной задачей из-за многообразия возможных каналов реакций. В большинстве этих каналов процесс фрагментации происходит в два этапа. На первом этапе происходит быстрая ионизация молекулы при взаимодействии с квантами излучения, а на втором этапе образовавшийся молекулярный ион диссоциирует с образованием заряженных и нейтральных фрагментов. Таким образом, энергия электронного возбуждения образовавшегося молекулярного иона, зависящая от механизма процесса ионизации, в основном определяет схему процесса фрагментации. Важной характеристикой процесса фрагментации молекулярного иона является энергия образовавшихся фрагментов. Эти данные необходимы как для понимания механизма процесса фрагментации, так и для анализа возможных вторичных процессов.

Экспериментальная методика, которая в настоящее время создается для исследования механизма диссоциации ионов биологически значимых молекул при их взаимодействии с УФ излучением основана на масс-спектрометрическом анализе состава образовавшихся ионов-фрагментов и на исследовании энергетических распределений этих ионов методом ионных изображений, например, работа [1]. Блок-схема экспериментальной установки приведена на Рис.1. Источником УФ излучения будет служить эксимерный лазер EMG 201 MSC, генерирующий ультрафиолетовые импульсы наносекундной длительности с длиной волны 193 нм. Фотоны с энергией 6.42eV пересекают струю молекул, образующуюся в результате сублимации исследуемого вещества в печи. Применение этого метода возможно, так как большинство предлагаемых к исследованию молекул не разрушаются при температурах, при которых создается давление паров достаточное для проведения эксперимента [2]. Стабильность молекулярной струи во времени обеспечивается поддержанием постоянной температуры сублимации и контролируется измерением с помощью кварцевых микровесов массы вещества, прошедшего область взаимодействия ионного пучка с молекулярной струей.

Ионизация молекул осуществляется в двухфотонных процессах, так как потенциалы ионизации большинства биологически значимых молекул, как правило, не превышают 12 eV [3]. Образовавшиеся в единичном акте взаимодействия ионы-фрагменты одной и той же молекулы анализируются по массе линейным времяпролетным спектрометром.

Задачей докладываемой работы является создание ионно-оптической системы масс-спектрометра, который при длине не более 1.5 m должен иметь разрешающую силу $m/\Delta m \approx 300$. Важнейшим требованием к разрабатываемому прибору является обеспечение 100% прозрачности прибора для ионов-фрагментов, образующихся в процессе диссоциации с начальной энергией $E_{ri} \leq 20$eV.

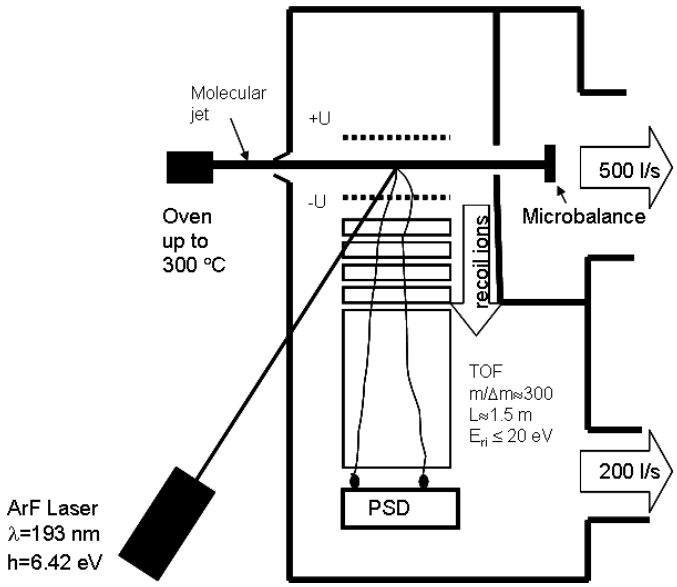


Рис. 1. Блок-схема экспериментальной установки. PSD – позиционно-чувствительный детектор, l/s – скорость откачки насосов, ±U – потенциалы вытягивающего напряжения.

1. M. Brouard, E.K. Campbell, J. Johnsen, C. Vallance, W.H. Yuen, A. Nomerotski, Rev.Sci.Instr., **79**, 123115, (2008)
2. H.J.Svec, D.D.Clyde, Chem. Eng. Data. 10, P. 151-152 (1965).
3. NIST Chemistry WebBook. //http://webbook.nist.gov/chemistry

ПРОБЛЕМА ПРЕДЕЛЬНО ДОПУСТИМЫХ БЕЗОПАСНЫХ УРОВНЕЙ ЭНЕРГИИ ФЕМТОСЕКУНДНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Рогов П.Ю., Беспалов В.Г.

Национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

Лазерные импульсы фемтосекундной длительности обеспечивают минимально агрессивное воздействие на неорганические и биологические объекты и при этом позволяют достичь высоких интенсивностей электромагнитного излучения. В настоящее время имеется необходимость в определении безопасных уровней энергии, средней мощности и мощности одиночного импульса для такого излучения.

Фемтосекундные технологии – это лазерные технологии с использованием ультракоротких световых импульсов длительностью от 10 фс до 10 пс[1, 2]. Они могут быть использованы в различных отраслях промышленности, в информационно-телекоммуникационных системах, в медицине экологии и других отраслях человеческой деятельности[1-6]. Одним из ощутимых преимуществ фемтосекундного излучения является то, что оно обеспечивает новые возможности для минимально агрессивного воздействия на неорганические и биологические объекты[7]. Это связано с тем, что время взаимодействия фс лазерного импульса с веществом меньше чем минимальное время (3-10 пс) требуемого для нагревания материала (взаимодействия с фононной подсистемой). Вследствие этого вещество не нагревается, и обработка может быть выполнена с большей точностью, не происходит теплового повреждения биологических объектов. Другая особенность ультракоротких импульсов связана с их высокой интенсивностью,

приводящей к многочисленным нелинейным процессам – самофокусировке, генерации спектрального суперконтинуума, многофотонным эффектам и др.[3]. В частности многофотонное возбуждение фемтосекундными световыми импульсами позволяет воздействовать на прозрачные материалы, например, производя изменения структуры материала, внутри стекла или хрусталика человеческого глаза. Пиковая мощность их достаточно высока, чтобы обеспечить протекание нелинейных процессов и использование фс импульсов как в микроскопии с высокой разрешающей способностью, так и в лазерной хирургии[5, 7].

Развитие фемтосекундных технологий и их применение в биологии и медицине приводит к комплексу проблем безопасности эксплуатации фемтосекундных лазерных источников. Особенно интересен вопрос об использовании стандартов безопасности приведенных в ГОСТ Р 50723-94 «Лазерная безопасность»[8] для эксплуатации фемтосекундных лазеров. Это касается в первую очередь особенностей воздействия излучения фемтосекундной длительности на клетки и ткани человека и взаимодействия с лазерными защитными материалами, связанных с наличием нелинейных эффектов из-за высокой мощности. ГОСТ Р 50723-94 «Лазерная безопасность» был принят в конце 1994 г, и поскольку в то время фемтосекундная техника еще не получила достаточного развития, в стандарте нет упоминания о безопасных нормах для фемтосекундных лазерных систем. Таким образом, вопрос формирования требований к уровням энергии, средней мощности и плотности мощности в одиночном импульсе для фемтосекундного лазерного излучения требует подробного изучения.

Исходя их этого можно составить план исследований со следующими этапами:

1. Получение экспериментальных данных по взаимодействию биологических объектов, клеток и тканей человеческого организма с лазерным излучением фемтосекундной длительности; определение:

а) предельно допустимых уровней фемтосекундного лазерного излучения при однократном воздействии;

б) предельной однократной суточной дозы для всех типов соответствующих человеческих тканей (роговая оболочка глаза, кожа);

в) влияния длительности лазерного импульса и частоты повторения на пороговые значения воздействия по плотности энергии и мощности.

2. Экспериментальное определение значений допустимых пределов излучения и предельно допустимых уровней облучения, максимальной допустимой экспозиции, а также допустимых пределов плотности мощности для лазерных фемтосекундных систем.

3. Исследование воздействия на живые объекты сверхширокополосного излучения фемтосекундного спектрального суперконтинуума.

4. Исследование воздействия фемтосекундного лазерного излучения на технические средства защиты.

5. Создание базы данных для внесения дополнений и поправок в существующий ГОСТ Р 50723-94 «Лазерная безопасность».

В докладе будут представлены данные, полученные в ходе аналогичной программы исследований FST Germany.

1. С.А. Ахманов, В.А. Выслоух, А.С. Чиркин, *Оптика фемтосекундных лазерных импульсов*, (1988)

2. C. Rulliere, *Femtosecond laser pulses*, с.438, (1998)

3. А.М. Желтиков, *Сверхкороткие импульсы и методы нелинейной оптики*, с.256, (2006)

4. С.А. Козлов, В.В. Самарцев, *Оптика фемтосекундных лазеров*, (2007)

5. В. Г. Беспалов, С. А. Козлов, В. Н. Крылов, С. Э. Путилин, *Фемтосекундная оптика и фемтотехнологии*, с.234, (2010)

6. J. Kasparian, M. Rodriguez, G. Mejean, Yu.J. Salmon, *Science*, **301**, с.61-64, (2003)

7. H. Ronan, B. Rainer, W. Christian, D. Christof, *Medical Laser Application*, **20**, (2005)
8. Р.С. Федорова, Лазерная безопасность ГОСТ Р 50723-94 с.4-36, (1994)

СЕМИНАР «ТЕРАГЕРЦОВАЯ ОПТИКА И СПЕКТРОСКОПИЯ»

БИООПАСНОСТЬ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Федоров В.И.

Институт лазерной физики СО РАН, Новосибирск, Россия

Нетепловое низкоинтенсивное терагерцовое излучение может быть опасным для биологических систем при некоторых условиях, поскольку инициирует нарушение проницаемости клеточной мембраны и ее резистентности, деструкцию органелл, нестабильность генетической системы, нарушение функционального состояния клетки, и межклеточных взаимоотношений, снижение клеточной жизнеспособности, полиморфизм, бесплодие и стрессовое состояние.

В последнее время наблюдается расширение применения терагерцовых технологий в различных областях человеческой деятельности (медицина, средства слежения, мониторинг качества пищи, военное дело, мониторинг окружающей среды, научные исследования и т.д.). Применение этих технологий связано с облучением людей как объектов воздействия, так и операторов. Но при этом не обращается внимания на биоопасность терагерцового излучения. Однако в нашей и других лабораториях показано, что нетепловое низкоинтенсивное терагерцовое излучение оказывает влияние на различные биообъекты (биомолекулы, клетки, организмы). Это влияние имеет двойственный характер. Терагерцовое излучение инициирует запуск каскада физико-химических и биохимических реакций, которые приводят или к позитивному эффекту или вызывают различные нарушения. Это зависит от параметров облучения (частота, время экспозиции, интенсивность, тип терагерцового источника) и от состояния биообъекта.

Исследованию терагерцовой биоопасности не придаётся должного внимания. Однако на основании полученных данных можно ставить вопрос о более интенсивном исследовании терагерцовой биоопасности. В настоящем докладе представлена первая систематизация негативных биоэффектов терагерцового излучения.

Терагерцовое излучение в нетепловых дозах вызывает нарушения на клеточном уровне. Это имеет различные проявления

1. Нарушение проницаемости и снижение резистентности клеточной мембраны. Показано, что терагерцовое излучение (3.68 ТГц) не влияет на спонтанный выход гемоглобина из эритроцитов человека, но усиливает по сравнению с контролем выход гемоглобина, обусловленный гипотонизацией буферного раствора (гипоосмотический гемолиз). Терагерцовое излучение вызывает выраженное укорочение времени достижения полного гипоосмотического гемолиза эритроцитов человека. (3.68 ТГц) и понижение осмотической резистентности мембран эритроцитов (0.6-2.2 ТГц).

2. Деструкция органелл. Показано, что терагерцовое излучение (0.89 ТГц) приводит к нарушению подвижности сперматозоидов барана вследствие деформации и диссоциации микротрубочек осевого комплекса и разрушения крист митохондрий.

3. Нестабильность генетического аппарата. Показано, что терагерцовое излучение (0.1 ТГц) приводит к увеличению уровня анэуплоидии и асинхронной репликации центромер в лимфоцитах человека. Показано, что в облученных (1.5 ТГц) культурах клеток почки кенгуровой крысы и яичника китайского хомячка процент клеток, меченых ^{3}Н-тимидином, был снижен. При этом излучение не вызывало снижения числа ^{3}Н-уридиновых меток. Таким образом, терагерцовое излучение угнетает синтез ДНК.

4. Нарушение функционального состояния клеток. Показано, что терагерцовое излучение (0.89 ТГц) вызывает снижение продукции антител клетками селезенки крысы и

угнетает миграционную способность этих клеток в присутствии антигена при выраженном начальном уровне миграции.

5. Нарушение межклеточных взаимоотношений. Терагерцовое излучение (3.68 ТГц) влияет на регенерацию нейронной сети. Облучение нейронов надглоточного ганглия моллюска на стадии формирования аксонов приводит к усилению гетерогенности клеточной поверхности и появлению отросткоподобных структур разнообразной направленности. После облучения (3.68 ТГц) нейронов на стадии сформированных отростков происходит изменение зоны роста и нарушение оьразования межнеронных связей.

6. Падение жизнеспособности клеток. Показано, что терагерцовое излучение вызывает дозо-зависимое падение жизнеспособности нейронов надглоточного ганглия моллюска (2.5 ТГц) и лимфоцитов человека (3.68 ТГц). Кроме того, облученные (3.68 ТГц) моноциты человека инициируют снижение жизнеспособности необлученных лимфоцитов.

Терагерцовая биоопасность на организменном уровне показана экспериментами на бактериях, растениях, дрозофилах и лабораторных животных.

Терагерцовое излучение (0.89 ТГц) индуцирует угнетение митозов, нарушение клеточных мембран и гибель части клеток колонии бактерий *Shigella sonnei*.

Терагерцовое излучение влияет на активность генов. После облучения (3.68 ТГц) колонии бактерий *Fusobacterium necrophorum* происходит индукция гена лейкотоксина с последующим увеличением активности гена при увеличении дозы облучения и повышение экспрессии гена гемагглютинина с последующим дозо-зависимым снижением активности гена. Подтверждением влияния терагерцового излучения на активность генов является полиморфизм бактериальных колоний *Bacillus thuringiensis* и снижение роста субпопуляций некоторых форм таких колоний, индуцируемые терагерцовым излучением (3.68 ТГц).

Терагерцовое излучение влияет на продуктивность растений. Терагерцовое облучение семян риса (2.5 and 0.67 ТГц) вызывает мутагенные эффекты у потомства (2-5 поколения) и фенотипические вариации (индуцирование стерильности, удлинение полного периода роста и созревания, снижение содержания хлорофилла вплоть до появления альбиносов, снижение длины стебля и метёлки, веса зёрен, числа зёрен на метёлку, числа зёрен на растение и.т.п., снижение содержания белка в зерне). Это указывает на то, что терагерцовое излучение индуцирует экспрессию генов и мутации.

Терагерцовое излучение влияет на плодовитость. Терагерцовое облучение взрослых форм дрозофил в течение 45 мин при мощности 1 мВт (0,89 ТГц) индуцирует повышение плодовитости в первом поколении, тогда как облучение в течение 1.5-2.5 часов на частотах 2,5 and 0,67 ТГц при мощности 60 и 23 мВт соответственно вызывает стерильность и усиление рецессивных мутаций. Терагерцовое облучение (0.6–2.2 ТГц) самок дрозофил вызывает отклонение соотношения полов в первом поколении от теоретически ожидаемого 1:1 за счёт снижения общего числа самцов.

Стресс и чувство тревоги. Терагерцовое излучение (0.89 ТГц) вызывает типичную стрессорную реакцию у лабораторных крыс. Это проявляется в активизации селезёнки, вилочковой железы и надпочечников, увеличении уровня глюкокортикоидных гормонов в плазме крови и изменении соотношения лимфоцитов и полиядерных нейтрофилов в крови. Облучение (3.68 THz) мышей линии C57BL/6J вызывает реакцию избегания и двигательное возбуждение. Чувство тревоги сохраняется на следующий день после облучения. Облученные животные не выглядывают в открытые рукава крестообразного лабиринта.

Таким образом, терагерцовое излучение может представлять биоопасность при определённых условиях.

МЕТОДИКА ВИЗУАЛИЗАЦИИ КЕРАМИЧЕСКИХ ОБРАЗЦОВ В ТЕРАГЕРЦОВОЙ ОБЛАСТИ СПЕКТРА

Нефёдов П.В., Галуцкий В.В.

Кубанский государственный университет, Краснодар, Россия

Была отработана методика построения изображения исследуемого керамического образца в терагерцовой области спектра.

В настоящее время существует задача идентификации объектов (например особо опасных веществ взрывчатых и наркотических веществ) средствами неразрушающего контроля, в том числе и неразрушающими целостность упаковки. Решение данной задачи может развиваться двумя методами. Первый - рентгеновский контроль, однако из-за большой энергии квантов излучения этот метод контроля может приводить к нежелательным воздействием с точки зрения биологического влияния или функциональности объекта (например, в Евросоюзе он запрещен для использования на человеке, только для багажа). Второй метод - использование излучения терагерцового диапазона (с энергий кванта на четыре десятичных порядка меньше, т.е. с меньшей ионизирующей способностью), и в котором большинство защитных покрытий, в том числе и наша одежда прозрачны.[1]

Однако на сегодняшний день в сканерах, выпускаемых такими фирмами как Thruvision или сканеры серии SafeScout производства L3-SafeView, которые установлены в а/п Домодедово, Внуково, Шереметьево, новом терминале а/п Сочи, используется излучение частотой от 0,25 до 0,3 ТГц. По словам разработчиков, их аппарат способен на расстоянии до 25 метров обнаружить спрятанное оружие даже у человека в толпе. Однако оптическое разрешение такого сканера на самом деле слишком мало, это похоже на сеть с очень крупными ячейками: опасные предметы малых размеров не всегда четко визуализируются. Одно из решений повышения детализации исследуемого объекта – уменьшение длины волны излучения, например до 0,5..5 ТГц. Однако отсутствие недорогих, надежных и компактных источников и приемников терагерцового излучения в этом диапазоне частот до сих пор не решена.[2]

В своей работе я использовал принцип формирования терагерцового спектра предмета с помощью быстрого преобразования Фурье фемтосекундных импульсов.

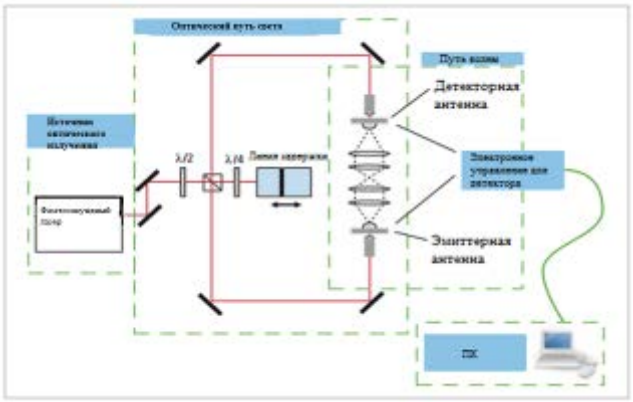


Рис. 1. Схема терагерцового спектрометра

Терагерцовый спектрометр состоит из фемтосекундного лазера накачки (длина волны 1560 нм, длительность импульса 90 фс, мощность излучения 85 мВт, измерительной линии, эмиттера (излучателя), детектора.

Объект (Таблетка) в пластиковом черном контейнере устанавливается между эмиттерной и детекторной антеннами, и мы сами не наблюдаем ее, так же как и лазер.

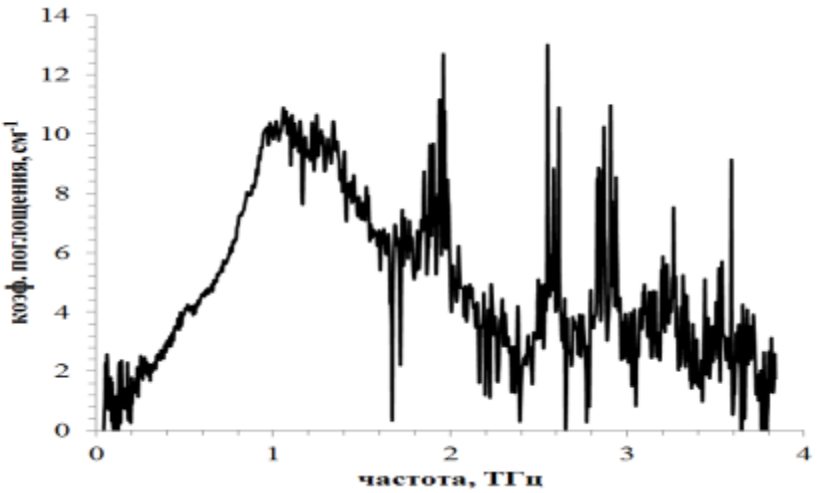


Рис. 2. Терагерцовый спектрпоглощения образца

В результате регистрируется фемтосекундный импульс после прохождения пластикового бокса с таблеткой и, выполнив программно преобразование Фурье полученного импульса , был получен терагерцовый спектр поглощения керамической таблетки оксида церия в пластиковом контейнере. На спектре видно наличие полосы поглощения с максимумом на 1 ТГц. Наличие максимума в спектре поглощения не обязательно свидетельствует о наличии собственного поглощения оксида церия в этом диапазоне. Вполне вероятно, такую полосу поглощения может давать и органическое соединение, использованное как пластификатор при производстве таблеток оксида церия. Интегрируя полосу поглощения можно судить о наличии или отсутствии керамического объекта в пластиковом контейнере

Далее с помощью координатной платформы с микро перемещениями была произведена регистрация (сканирование) всего пластикового бокса с таблеткой, интегрирование полосы поглощения в спектрах и получено 225 точек интенсивность от координаты XY. Из-за ограничения системы позиционирования пластикового бокса относительно терагерцового луча (порядка 15 мм в каждой из координат), сканированная площадь бокса составила четверть таблетки.

В программе МАТЛАБ было построено полученное распределение интенсивности полосы поглощения от координаты в пластиковом контейнере.

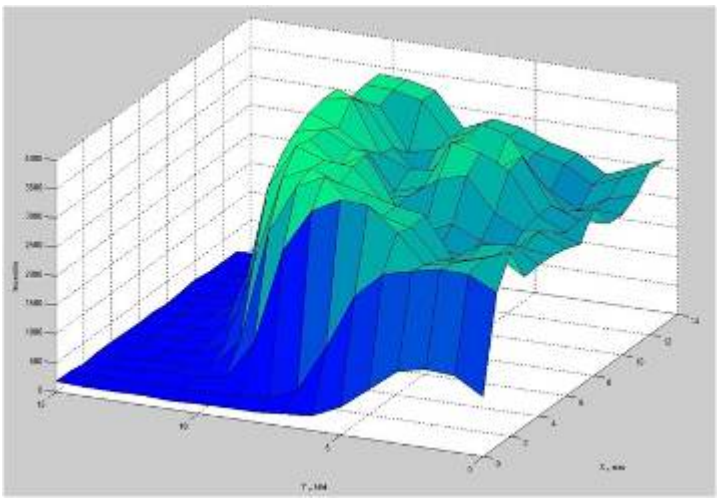


Рис. 3. Распределение интенсивности полосы поглощения от координаты

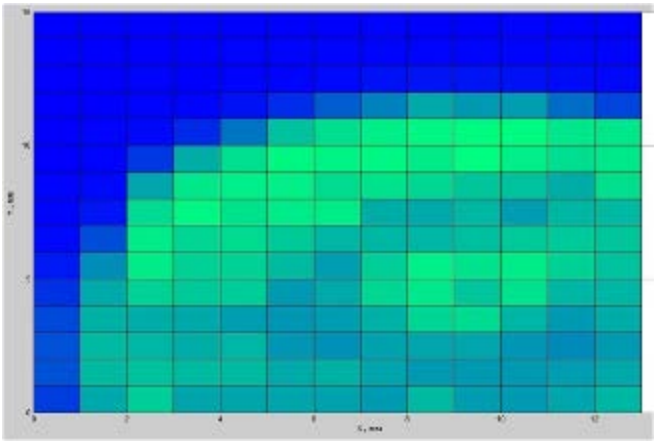


Рис. 4. Построенное изображение образца

В ходе исследований проведен анализ спектров пропускания керамических образцов оксида церия в виде таблетки.

И на основе характерного пика, расположенного на частоте 1 ТГц, в спектре поглощения керамических образцов, построено изображение таблетки в пластиковом контейнере в терагерцовом диапазоне. В видимом и ближнем ИК диапазоне керамический образец в пластиковом контейнере не визуализируется.

Работа выполнена при поддержке Программы стратегического развития КубГУ по проекту «Создание градиентных PPLN преобразователей и кристалловолокон», в рамках которой был приобретен Терагерцовый спектрометр.

1. Анцыгин В.Д., Мамрашев А.А., Николаев Н.А. и др. Малогабаритный терагерцовый спектрометр с использованием второй гармоники фемтосекундного волоконного лазера. Автометрия. 2010, Т. 46, № 3, с. 110—117.

2. Царёв М.В. Генерация и регистрация терагерцового излучения ультракороткими лазерными импульсами. Уч. пос., — Нижний Новгород, 2011.

ШИРОКОПОЛОСНАЯ, УЗКОЧАСТОТНАЯ И МУЛЬТИЧАСТОТНАЯ ТЕРАГЕРЦОВАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ВРЕМЕННОГО РАЗРЕШЕНИЯ

Самотохин О.В., Мишин А.Д., Корниенко В.В., Тучак А.Н., Якунин П.В., Китаева Г.Х.

Московский Государственный Университет им.М.В.Ломоносова, Москва, Россия

В работе реализована широкополосная, узкополосная и мультичастотная терагерцовая спектроскопия временного разрешения опасных веществ. Получены спектры пропускания образцов в режиме широкополосной генерации терагерцового излучения. Обсуждается новая методика быстрого обнаружения опасных веществ с использованием узкочастотной и мультичастотной генерации.

Терагерцовая спектроскопия временного разрешения является активно развивающейся областью применения терагерцового излучения.[1-3] Актуальность терагерцовой спектроскопии опасных веществ связана с возможностью их идентификации по отличительным формам спектров поглощения. Нелинейно-оптические кристаллы с большой величиной квадратичной восприимчивости могут быть использованы в качестве генераторов и детекторов терагерцового поля. В этом случае

произведение функций нелинейной передачи кристалла-детектора и кристалла-генератора определяет спектральный диапазон работы схемы терагерцовой спектроскопии[4].

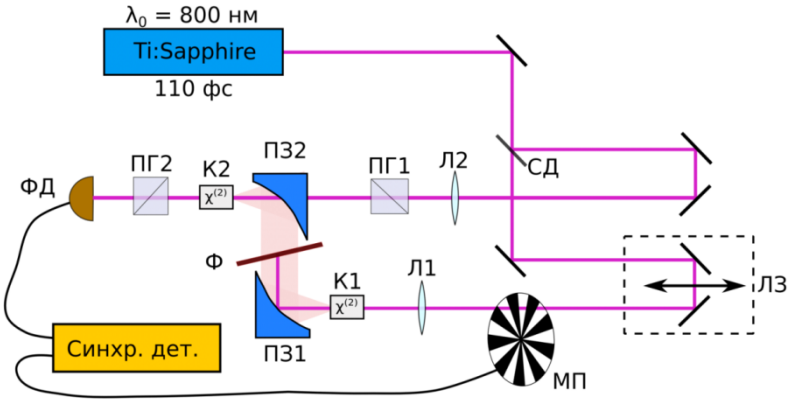


Рис. 1. Экспериментальная установка терагерцовой спектроскопии временного разрешения (СД - светоделитель, Л1-2 - линза, ЛЗ - линия переменной задержки, ПГ1-2 - призма Глана, К1 - кристалл-генератор, К2 - кристалл-детектор, Ф - кремниевый фильтр, ПЗ1-2 - внеосевое параболическое зеркало, ФД - фотодетектор, МП - механический прерыватель, П - поглотитель лазерного излучения.)

На рисунке представлена схема экспериментальной установки, в которой для достижения различных режимов генерации использовались различные кристаллы-генераторы (К1). Для генерации широкополосного излучения на частотах в диапазоне от 0.5 ТГц до 3 ТГц использовалось оптическое выпрямление в кристалле ZnTe. В качестве узкополосных «одночастотного» (с шириной полосы около 0.1 ТГц) и «мультичастотного» (состоящего из трех узких линий) генераторов выступали периодически и апериодически поляризованные кристаллы ниобата лития (PPLN и APPLN соответственно) в режиме квазисинхронного оптического выпрямления. Электрооптическое детектирование осуществлялось в кристалле ZnTe в схеме «нулевой рабочей точки»[5].

Измерялись временные зависимости терагерцового поля в отсутствии и при наличии исследуемых образцов в терагерцовом канале установки. Образцы (динитротолуол, нитротолуол и др.) наносились на оптически непрозрачную полимерную подложку, расположенную между параболическими зеркалами ПЗ1 и ПЗ2. На основе анализа Фурье-образов временных зависимостей, измеренных в условиях широкополосного облучения, были определены спектры амплитудного пропускания и коэффициента поглощения образцов. По результатам широкополосной спектроскопии подобраны кристаллы-генераторы узкополосного терагерцового излучения, центральные частоты которых лежали в окрестности максимумов частот поглощения образцов. Определены параметры временной структуры узкополосных терагерцовых волновых пакетов, претерпевающих наиболее значимые изменения при прохождении через вещества с резонансными линиями поглощения и областью аномальной дисперсии показателя преломления. Обсуждается новая методика быстрого обнаружения опасных веществ, основанная на использовании узкополосных и мультичастотных генераторов терагерцового излучения со спектрами, согласованными с резонансными частотами поглощения, позволяющая определить присутствие определенных линий поглощения без спектрального анализа временных зависимостей.

1. Mayank Kaushik, Brian W.-H. Ng, Bernd M. Fischer, Derek Abbott, *Proceedings of the 35th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves, (IRMMW-THz)*, (2010).

2. Hua Zhong, Albert Redo-Sanchez, and X.-C. Zhang, *Optics Express*, **14**, №20, pp. 9130-9141, (2006).

3. Jian Chen, Yunqing Chen, Hongwei Zhao, Glenn J. Bastiaans, and X.-C. Zhang, *Optics Express*, **15**, №19, pp. 12060-12067, (2007).
4. G. Kh. Kitaeva, A. N. Penin, A. N. Tuchak, *Optics and Spectroscopy*, **107**, №4, pp. 553–560, (2009).
5. S. P. Kovalev, G. Kh. Kitaeva, *JETP Letters*, **94**, №2, pp. 95–100, (2011).

ГОЛОГРАФИЯ И ВОССТАНОВЛЕНИЕ ФАЗЫ ВОЛНОВОГО ФРОНТА В ТГЦ ДИАПАЗОНЕ ЧАСТОТ

Петров Н.В., Городецкий А.А., Беспалов В.Г.

Национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия
*Foundation for Research and Technology-Hellas (Greece).

В работе рассматриваются методы импульсной терагерцовой голографии и итерационный подход к восстановлению фазы волнового фронта из распределений интенсивности. Рассматриваемые методы сравниваются с помощью численного моделирования.

Методы формирования изображений в терагерцовом (ТГц) диапазоне частот имеют множество практических приложений благодаря способности терагерцового излучения проходить сквозь различные материалы, непрозрачные для видимого излучения[1]. Среди большого разнообразия статей, посвященных формированию изображений в ТГц диапазоне частот [2–4] в отдельную группу можно выделить методы, позволяющие измерять внутреннюю структуру объектов и исследовать оптические свойства веществ в трех измерениях. Многие из таких методов используют принципы оптической компьютерной томографии, однако существует и другой подход, берущий свое начало в методах оптической интерферометрии и цифровой голографии[5]. К данному моменту, в терагерцовом диапазоне частот были успешно апробированы классические интерферометрические[6-7] и голографические[8-9] схемы. Данные методы позволяют восстанавливать фазовое распределение, несущее информацию о рельефе исследуемого объекта.

В данной работе мы рассматриваем метод терагерцовой импульсной цифровой голографии[10], основанный на прямой записи комплексной амплитуды электромагнитного поля, и численном обращении волнового фронта для восстановления амплитудно-фазовой характеристики объекта. По конструкции установки он является наиболее простым из упомянутых выше методов, поскольку представляет собой расширение схемы ТГц спектроскопии с разрешением во времени, обеспечивающее регистрацию поля в пространстве. Благодаря возможности записывать полное комплексное поле, данный метод не требует обязательного использования опорной волны. Однако, вследствие невысокой мощности доступных на сегодня источников терагерцового излучения, основанных на генерации сверхкороткими лазерными импульсами, он характеризуется более низким отношением сигнал/шум. неоспоримым преимуществом таких источников является прежде всего их большая распространенность и более низкая стоимость.

В случае наличия одночастотных (или перестраиваемых) мощных источников терагерцового излучения, таких как квантово-каскадные лазеры, как альтернативу голографическим методам мы предлагаем использовать методы восстановления волнового фронта по распределениям интенсивности, хорошо зарекомендовавшие себя в видимом диапазоне спектра. Их преимуществом является отсутствие опорной волны в схеме записи, что значительно упрощает конструкцию схемы записи распределений интенсивности. Информация о фазе восстанавливается итерационным способом из

дополнительных распределений интенсивности[11], при вариации одного или нескольких параметров схемы записи. Для эффективного восстановления фазы волнового фронта необходима математическая модель, точно описывающая процесс распространения излучения от плоскости объекта до плоскости регистрации и обратно, точно учитывающая вклад всех варьируемых параметров. При переносе методов восстановления фазы из оптического на терагерцовый диапазон частот в качестве варьируемых параметров можно использовать те же самые физические величины, что и для видимого диапазона. Хорошие результаты были получены для случая изменения длины волны излучения в процессе записи пространственных распределений интенсивностей[12,13] и/или расстояния от объекта до плоскости регистрации[14]. Проблемы, связанные с переходом от оптического диапазона к терагерцовому, в первую очередь обязаны увеличению длины волны на три порядка, в то время как геометрические размеры традиционно используемых отдельных элементов установок остаются практически неизменными. Это приводит к необходимости работать в ближней зоне дифракции, что в свою очередь, требует корректировки используемых математических моделей, и оптимизации параметров оптической схемы. Для терагерцового диапазона частот мы исследовали конфигурации методов восстановления фазы, основанных на итерационном способе решения уравнения распространения волн (двумерного преобразования Френеля) с регистрацией распределений интенсивности[15] в нескольких плоскостях, и свободным пространством в качестве фазового анализатора. В этой же работе приведена обобщенная схема итерационного алгоритма, позволяющего использовать как длину волны излучения, так и расстояние от объекта до экрана в качестве варьируемого параметра.

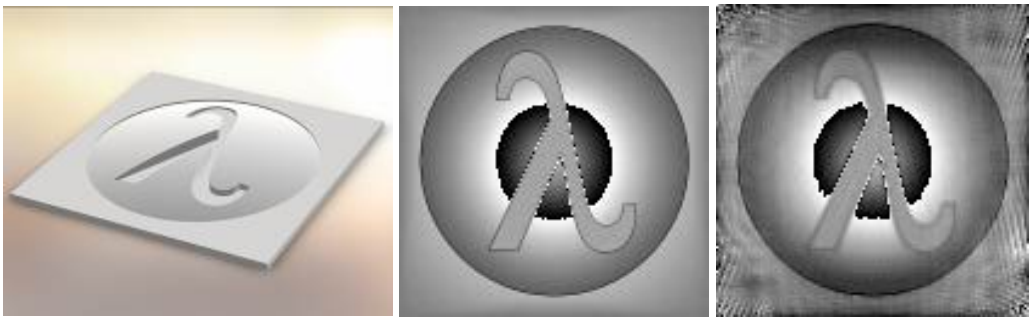
Методами численного моделирования было показано, что главное ограничение на восстановление фазы с использованием исследуемой нами конфигурации накладывается теоремой отсчетов. В соответствии с ней, дискретизация сигнала при записи распределений интенсивности не позволяет в итерационном алгоритме использовать преобразование Френеля в ближней зоне дифракции, где присутствую высокие пространственные частоты, отвечающие за мелкие детали в изображении. В связи с этим, мы исследовали альтернативную конфигурацию метода восстановления фазы, в которой в качестве уравнения распространения волн использовали метод углового спектра[16].

Развитие метода импульсной терагецовой голографии шло следующим образом: В работе[17] было проведено более полное исследование метода, предложенного в работе [10]. Там же численно оценено его пространственное разрешение, разрешение по степени пропускания исходного объекта, а также влияние шумов на восстановление. В дальнейшем[18] было предложено использовать виртуальный опорный источник, излучение которого добавляется к зарегистрированной картине дифракции численно, при этом восстановление изображения можно производить как численно на компьютере, так и оптически, при условии масштабирования маски голограммы. В этой же работе было проведено сравнение обоих методов использующих и не использующих опорную волну. В работе[19] приведены результаты эксперимента по восстановлению объекта по картине дифракции на нем импульсного широкополосного терагерцового излучения.

На рис. 1. представлены результаты численного эксперимента по восстановлению распределения фазы ТГц излучения на исследуемом объекте, полученные с помощью рассматриваемых методов. В качестве объекта использовалась фторопластовая пластина, обработанная на фрезерном станке с числовым программным управлением. Размер объекта 64×64×2 мм, толщина. Показатель преломления фторопласта предполагался равным 1,46 для всего ТГц диапазона частот. Величина фазового набега задавалась по формуле:

$$\varphi(x,y) = \frac{2\pi}{\lambda} h(x,y)\left(n_{obj} - n_{air}\right).$$

Здесь λ – длина волны излучения, $h(x,y)$ – толщина объекта, n_{obj} - , n_{air} – показатели преломления воздуха и объекта соответственно.



(а) (б) (в)

Рис. 1. Трехмерная модель исследуемого объекта (а), восстановленные пространственные распределения фазы на длине волны 300 мкм, полученные: (б) – методом импульсной ТГц голографии, (в) – итерационным методом восстановления фазы волнового фронта.

1. M. Tonouchi, *Nat. Photonics* **1**, 97 (2007).
2. X.C. Zhang, S.P. Mickan, Int. *J. High Speed El. Syst.* **13**(02), 601 (2003).
3. W.L. Chan, J. Deibel, D.M. Mittleman, *Rep. Prog. Phys.* **70**(8), 1325 (2007).
4. S.H. Ding, Q. Li, R. Yao, Q. Wang, *Appl. Opt.* **49**(36), 6834 (2010).
5. F. Chen, G.M. Brown, M. Song, *Opt. Eng*. **39**(1), 10 (2000).
6. X. Wang, L. Hou, Y. Zhang, *Appl. Opt.* **49**(27), 5095 (2010).
7. Y. Wang, Z. Zhao, Z. Chen, L. Zhang, K. Kang, J. Deng, *Appl. Opt.* **50**, 6452 (2011).
8. M.S. Heimbeck, M.K. Kim, D.A. Gregory, H.O. Everitt, *Opt. Express* **19**(10), 9192 (2011).
9. I. McAuley, J. A. Murphy, N. Trappe, R. Mahon, D. McCarthy, P. McLaughlin, *Proc. SPIE* **7938**, 79380H (2011).
10. В.Г. Беспалов, А.А. Городецкий, *Опт. Журнал.* **74**(11), 30 (2007).
11. С.С. Налегаев, Н.В. Петров, В.Г. Беспалов. *Научно-технический вестник информационных технологий, механики и оптики* **6**(82), 30 (2012).
12. N.V. Petrov, V.G. Bespalov, A.A. Gorodetsky, *Proc. SPIE* **7387**, 73871T (2010).
13. N.V. Petrov, M.V. Volkov, A.A. Gorodetsky, V.G. Bespalov, *Proc. SPIE* **7907**, 790718 (2011).
14. P. Almoro, G. Pedrini, W. Osten, *Appl. Opt.* **45**, 8596 (2006).
15. N.V. Petrov, V.G. Bespalov, M.V. Volkov, *Proc. SPIE* **8281**, 82810J (2012).
16. N.V. Petrov, A.N. Galiaskarov, T.Y. Nikolaeva, V.G. Bespalov, *Proc. SPIE* **8413**, 84131T (2012).
17. A.A. Gorodetsky, V.G. Bespalov, *Proc. SPIE* **6893**, 68930F (2008).
18. V.G. Bespalov, A.A. Gorodetsky, *Proc. SPIE* **7233**, 72330G (2009).
19. A.A. Gorodetsky, V.G. Bespalov, *Proc. SPIE* **7601**, 760107 (2010).

METHOD OF DETERMINING THE BOUNDARIES OF BROADBAND THZ RADIATION SPECTRUM

Osipova M.O., Grachev Y.V., Bespalov V.G.

Saint-Petersburg National Research University of Informational Technologies, Mechanics and Optics, Saint-Petersburg, Russia

Thz radiation spectral power components were generated using different femtosecond pumping radiation intensities. The amplitude spectrum dependence of femtosecond laser pulses intensity allowed to develop method of determining frequency boundaries of THz radiation spectrum

In this work the spectroscopy systems with time resolution were investigated. We used a well-known method to generate pulse terahertz radiation using semiconductor crystal InAs, placed in magnetic field[1] and pump pulses of 200 fs. Neutral-density filters set was inserted into experimental setup. It helps to vary the pump power of incident radiation on the InAs in range of 27 to 370 mW. The spectral power densities of terahertz pulses for different values of pump power are shown on Fig.1.

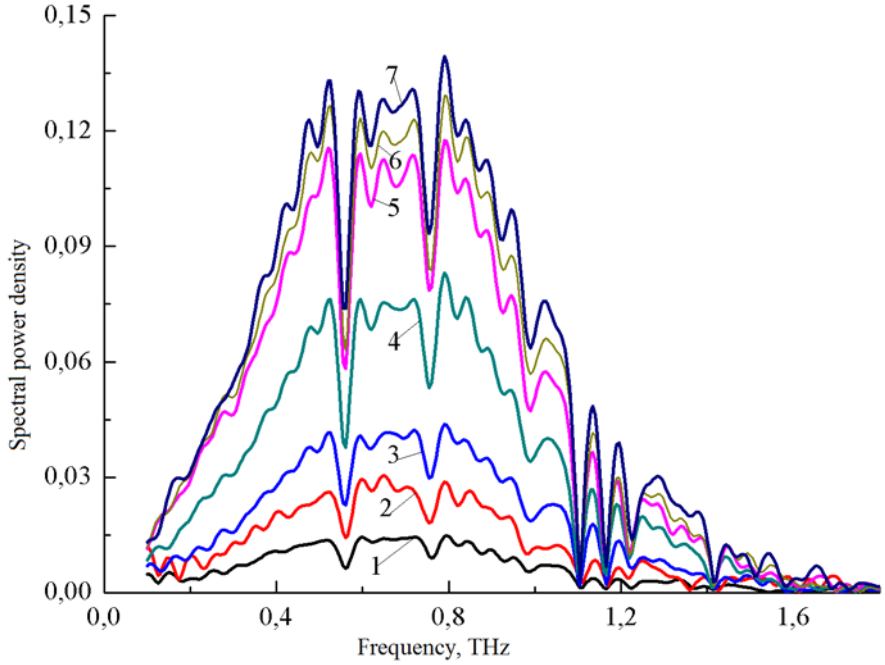


Fig.1. Power spectrum of THz radiation for different power of the exciting radiation

It was determined that spectral power density depends linearly from the pump power. By varying the pump power in the frequency representation of THz pulse, it is possible to detect areas where the power spectrum varies linearly with the positive slope of the approximating line (Fig.2) and the area where the slope is zero or negative, as the THz radiation in these frequency ranges is not generated (Fig.3 - for ease we show the square of angle).

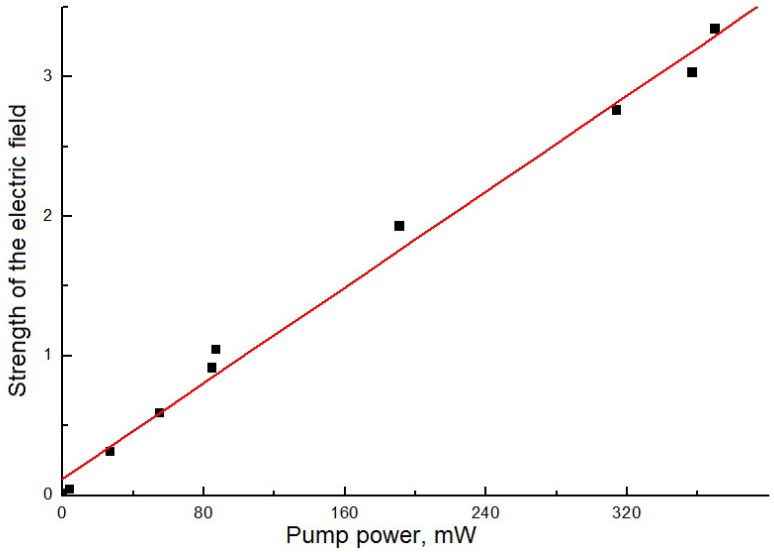


Fig.2. Strength of the electric field of pulses at different power of the exciting radiation

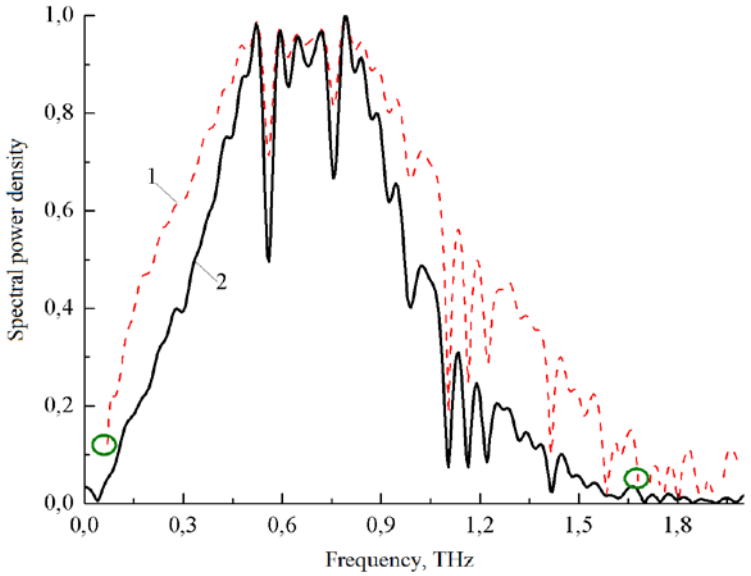


Fig.3. High and low frequency boundaries of generated THz radiation;
1- Spectrum of the square angle of slope of the line that approximates the change in spectral power for different power of the exciting radiation; 2- Power spectrum of THz radiation

So we have determined the working spectral range of the terahertz spectrometer of NRU ITMO using this method and with the error. This range is from 0.05 to 1.70 THz.

1. V.G. Bespalov, V.N. Krylov, S.E. Putilin, D. Staselko., *Opt*, **93**, 1, 158-162, (2002).
2. Rostami, Ali, Rasooli, Hassan, Baghban, Hamed, *Lecture Notes in Electrical Engineering*, 300, (2011).
3. X.-C. Zhang, Jingzhou Xu, *Springer Science+Business*, 249,(2009).

ВЛИЯНИЕ ПЕРИОДА РЕШЕТКИ ИЗ П-ОБРАЗНЫХ РЕЗОНАТОРОВ НА ЕЕ ТЕРАГЕРЦОВЫЙ ОТКЛИК

Седых Е.А.*, Ходзицкий М.К.*, Грачев Я.В.*, Терехов Ю.Е.**

* Национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия
** Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, Москва (МГУ), Россия

Рассмотрено численное конечно-элементное моделирование и экспериментальное измерение спектров прохождения и отражения решетки на основе П-образных резонаторов при различных относительных периодах решетки.

В последние годы множество работ было посвящено созданию и исследованию метаматериалов - искусственных композитных сред с включениями, размер которых и расстояния между которыми много меньше длины волны внешнего излучения. Метаматериалы интересны тем, что обладают свойствами не встречающимися в природных материалах: возможностью сконструировать среду с заданными ε и μ, в том числе и отрицательными, что позволяет получить отрицательный показатель преломления. Эти свойства находят применение в создании таких устройств как маскирующие покрытия[1], частотные фильтры, поглотители излучения, суперлинзы[2].

Для реализации метаматериалов с отрицательным показателем преломления используют композитные среды, состоящие из металлических резонаторов расположенных в диэлектрике. Резонаторы двух типов: дипольные и кольцевые резонаторы с щелью позволяют, при правильном выборе параметров, обеспечить в заданном частотном диапазоне одновременно отрицательные ε и μ соответственно[3,4]. Это достигается за счет того, что электромагнитная волна индуцирует в среде токи, которые создают связанные с ними электрические и магнитные поля, которые и являются откликом этой среды. Так как резонаторы являются ключевой структурной единицей метаматериалов, много внимания уделяется исследованию зависимости их свойств от геометрии резонатора и материалов, а также созданию новых моделей резонаторов. В работах по кольцевым и П-образным резонаторам уже рассматривалось влияние изменения их отдельных размеров, периода и взаимной ориентации на их спектральные характеристики. В данной работе рассматривается влияние периода двумерной структуры из П-образных резонаторов (метапленки) на ее спектр пропускания.

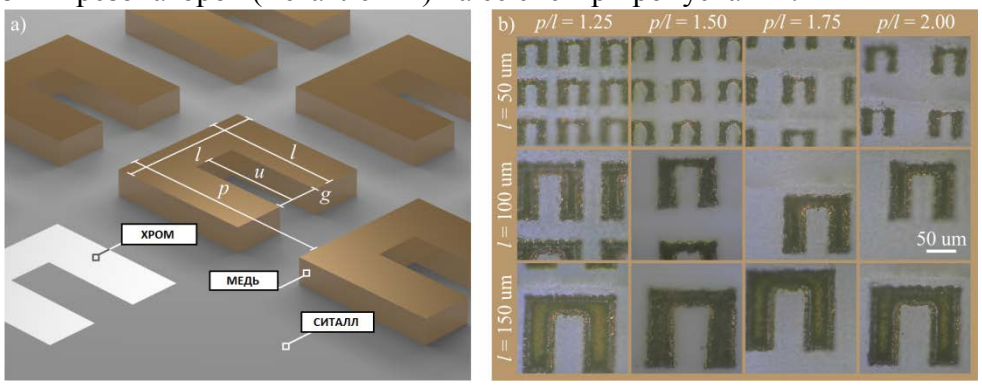


Рис. 1. Рисунок с параметрами резонатора изучаемых метапленок (l – размер резонатора, u – глубина зазора, g — ширина зазора) (а) и фотографии метапленок с различными периодами решетки и размерами резонатора (б)

Спектры пропускания метапленок измерялись на импульсном ТГц спектрометре (был использован коммерческий спектрометр Zomega “Mini-Z”), а затем подвергались Фурье-преобразованию, аподизации Хапа-Гензеля и нормировались на спектр пропускания воздуха.

Численное моделирование производилось в COMSOL Multiphysics RF module. Для того чтобы симулировать бесконечное число слоев резонаторов использовались периодические граничные условия. Идеально-согласованные слои были использованы, чтобы поглотить рассеянную волну. Вектор напряженности электрического поля падающей волны был сонаправлен основанию П-образного резонатора. Дисперсионные параметры меди были учтены в используемой модели Друде-Лоренца, где $\omega_{пл}$=8.76 эВ и $\omega_{т}$=0.0955 эВ. [5] Дисперсия показателя преломления ситалла в исследуемом диапазоне частот (0.1 – 1 ТГц) оказалась незначительной, поэтому показатель преломления ситалла принят в этом диапазоне постоянным и равнялся n=2.9.

Для метапленок с разной стороной l наблюдается пропорциональный сдвиг частот пиков, соответствующих LC-резонансу, вызванный масштабированием размеров резонатора. Для метапленок с постоянной длиной стороны П-образного резонатора при увеличении периода решетки наблюдается сдвиг резонансных пиков в спектре в область низких частот из-за изменения постоянной взаимодействия отдельных резонаторов (см. Рис.2). Увеличение периода метапленки приводит к уменьшению резонансной частоты. Для малых относительных периодов l/d из-за усиления взаимодействия между отдельными резонаторами у метапленок появляются пики в спектре пропускания, связанные с плазмонными резонансами.

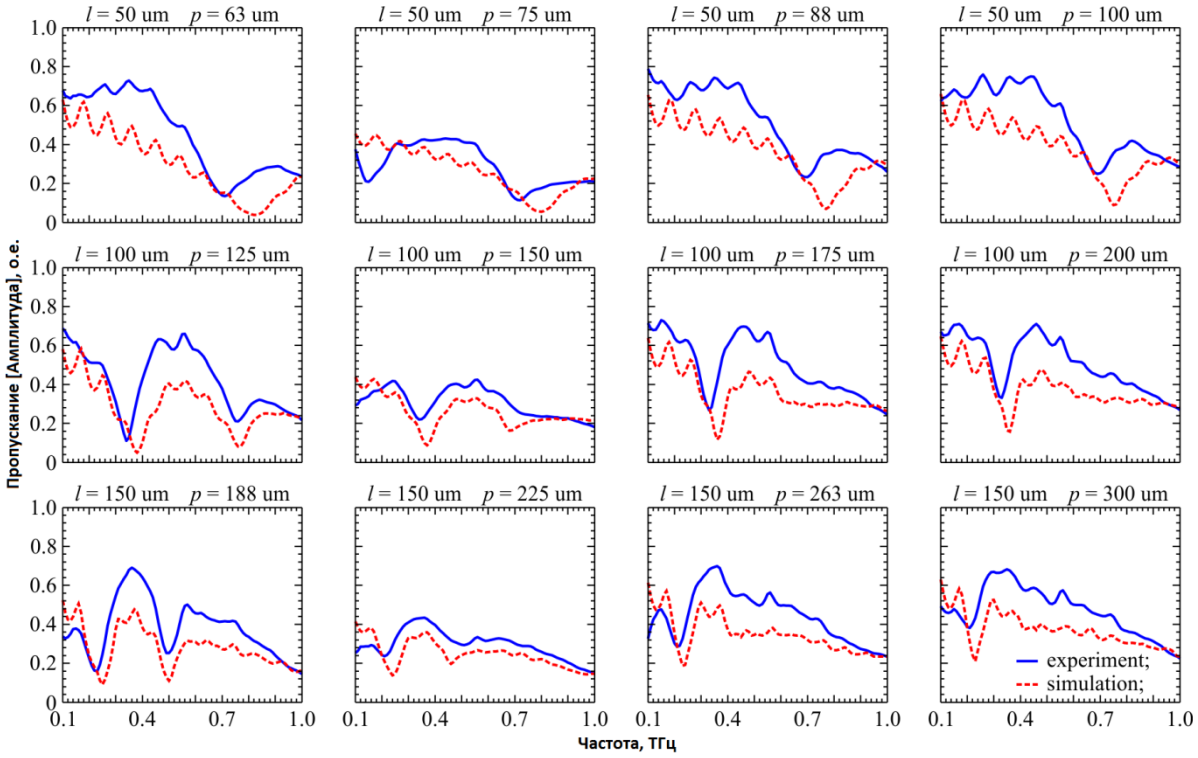


Рис. 2. Зависимость коэффициента пропускания метапленки от частоты излучения: численное моделирование (красный) и эксперимент (синий)

Таким образом, численно смоделированы и изготовлены образцы метапленок с разным относительным периодом решетки. Были измерены спектры пропускания образцов в диапазоне частот от 0.1 до 1 ТГц. Измеренные спектры метапленок хорошо согласуются со спектрами полученными в результате численного моделирования. Найдена зависимость между относительным периодом метапленки и ее электромагнитным откликом, которая объясняется электромагнитным взаимодействием отдельных резонаторов.

1. Schurig, D., Mock, J. J., Justice, B. J., Cummer, S. A., Pendry, J. B., Starr, A. F., and Smith, D. R., “Metamaterial electromagnetic cloak at microwave frequencies,” Science 314, 977-980 (2006).

2. Pendry, J. B., “Negative refraction makes a perfect lens,” Physical Review Letters 85(18), 3966{3969 (2000).

3. Linden, S., Enkrich, C., Dolling, G., Klein, M. W., Zhou, J., Koschny, T., Soukoulis, C. M., Burger, S., Schmidt, F., and Wegener, M., “Photonic metamaterials: Magnetism at optical frequencies,” IEEE Journal of Selected Topics In Quantum Electronics 12(6), 1095-1107 (2006).

4. Linden, S., Enkrich, C., Wegener, M., Zhou, J., Koschny, T., and Soukoulis, C. M., “Magnetic responce of metamaterials at 100 terahertz,” Science 306(5700), 1351-1353 (2004).

5. Zeman, E. J. and Schatz, G. C., “An accurate electromagnetic theory study of surface enhancement factors for Ag, Au, Cu, Li, Na, Ai, Ga, In, Zn, and Cd,” Journal of Physical Chemistry 91(3), 634-643 (1987).

ОСОБЕННОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В УСЛОВИЯХ ОПТИЧЕСКОГО ПРОБОЯ ГАЗОВЫХ СРЕД ДВУХЦВЕТНЫМИ ФЕМТОСЕКУНДНЫМИ ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ

А.В. Бородин[1*], Н.А. Панов[1], М.Н. Есаулков[1], О.Г. Косарева[1], И.А. Котельников[2], А.П. Шкуринов[1]

[1]Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова

[2]Институт ядерной физики имени Г.И. Будкера СО РАН

*av.borodin@physics.msu.ru

В данной работе проведено экспериментальное и теоретическое исследование процесса генерации терагерцового излучения в газовых средах за счет нелинейного процесса вырожденного четырехволнового смешения высокоинтенсивных (вплоть до 10^{13} - 10^{14} *Вт/см*^{2}) фемтосекундных (32 фс.- 120 фс) лазерных импульсов. Это на данный момент один из самых перспективных способов формирования терагерцового излучения в широком спектральном диапазоне. Однако лежащие за этими процессами физические механизмы не до конца прояснены, поскольку итоговый терагерцовый сигнал является результатом интерференции различных вкладов. Это, в частности, затрудняет возможность контролируемого управления харктеристиками излучения: поляризацией, амплитудой, спектральным составом и др. Цель данной работы – в рамках классических представлений выявить механизмы, обеспечивающие основной вклад в наблюдаемый сигнал, а также определить условия, обеспечивающие как эффективную генерацию излучения в широком спектральном диапазоне, так и когерентную регистрацию всех частотных компонент, заключенных в нем.

Используемая в данной работе теоретическая модель процесса генерации терагерцового излучения в газовых средах позволяет качественно описать экспериментально наблюдаемые зависимости спектральных характеристик от свойств падающего лазерного излучения. Более того удалось показать, что доминирующий механизм, ответственный за образование низкочастотного излучения, обусловлен на микроскопическом уровне током электронов рожденных в нелинейном акте туннельной/многофотонной ионизации среды.

Также исследовано влияние второй гармоники на эффективность генерации низкочастотного излучения, формирующегося переходным фототоком. Разработана модель ионизации атомов двухцветным лазерным полем. Сравнение выводов теоретической модели ионизации с результатами эксперимента позволило сделать оценку концентрации электронов в плазме оптического пробоя газа.

Помимо этого при помощи разработанного импульсного терагерцового спектрометра, работающего по методу накачка-зондирование, исследован пространственный профиль излучения, измерены его поляризационные свойства в зависимости от относительной разности фаз между импульсами накачки, а также проведено изучение зависимости амплитуды и формы сигнала в зависимости от давления газа, в котором происходит процесс рождения излучения.

Выводы, полученные в ходе работы, позволяют сформулировать рекомендации, которые способны обеспечить создание и использование в схеме импульсного терагерцового спектрометра, работающего по методу накачка-зондирование, терагерцовое излучение в максимально возможном по ширине спектральном диапазоне для данных, индивидуальных в каждом случае, экспериментальных условий.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты 12-02-31894 и 12-02-33029).

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ ПРИ ГЕНЕРАЦИИ И РАСПРОСТРАНЕНИИ ТГЦ ИЗЛУЧЕНИЯ В ПЛАЗМЕ ОПТИЧЕСКОГО ПРОБОЯ

Есаулков М. Н., Бородин А.В., Макаров В.А., Шкуринов А.П.

Физический факультет, Московский Государственный Университет имени М.В. Ломоносова

Плазма оптического пробоя двухцветного фемтосекундного оптического импульса является одним из наиболее удобных и перспективных источников импульсного ТГц излучения, обладающим одновременно широким спектром и достаточно высокой амплитудой поля.

В настоящий момент выделяется несколько физических механизмов нелинейности, дающих вклад в генерацию ТГц излучения при оптическом пробое фемтосекундным лазерным импульсом, содержащим первую и вторую гармонику излучения. Однако возможность экспериментального разделения этих вкладов в общий процесс генерации до сих пор остается предметом обсуждений.

В данной работе мы предлагаем новый подход для разделения механизмов нелинейности в процессе генерации ТГц излучения, основанный на анализе состояния его поляризации для различных конфигурации поляризаций возбуждающего излучения. Для проведения поляризационных экспериментов мы применяем экспериментальную установку с разделенными пучками первой и второй гармоники для независимого управления их интенсивностями и состоянием поляризации. На основании измерения поляризации ТГц излучения, а также излучения второй и третьей гармоники для ряда конфигураций поляризации оптического излучения, мы выделяем механизмы нелинейности, дающие вклад в данные нелинейные процессы.

Кроме того, исследуются пространственные свойства излучаемого ТГц импульса. При помощи трех различных экспериментальных методик устанавливается, что терагерцовое излучение направлено в конус с однородным распределением поляризации.

ГЕНЕРАЦИЯ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ НИТЕВИДНЫХ НАНОКРИСТАЛЛАХ GaAs И AlGaAs

А.Д. Буравлев[2], М.А. Калитеевский[2], И. А. Мустафин[1,2], Ю.Б. Самсоненко[2], В.Н. Трухин[1,2]

1 НИУ ИТМО, Кронверкский пр. 49, Санкт-Петербург, 197101, Россия

2 ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Политехническая 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

В последнее время большое внимание уделяется полупроводниковым наноструктурам, в частности полупроводниковым нитевидным нанокристаллам (ННК). Данный интерес объясняется в первую очередь их перспективным применением в сферах наноэлектроники, нанофотоники и нанобиоэлектроники.

В настоящей работе представлены результаты экспериментальных исследований полупроводниковых ННК на основе GaAs и AlGaAs выращенных методом молекулярно пучкой эпитаксии (MBE) и методом газофазного осаждения (MOCVD). Исследуемые образцы выращивались на подложках GaAs (111) и имели длину 300 – 1500 нм и средний

диаметр порядка 20 – 60 нм. Исследовалась генерация ТГц излучения при возбуждении наноструктур фемтосекундными световыми импульсами. Регистрация ТГц излучения осуществлялась методом электрооптического стробирования и детектором Голея. Были исследованы угловые зависимости интенсивности ТГц импульсов и коэффициента отражения ИК излучения при различной поляризации.

Результатом исследований является слабая зависимость ТГц излучения от поляризации световых фемтосекундных импульсов и, наоборот, отличие угловых зависимостей коэффициента отражения ИК- импульсов для s- и p-поляризации, что свидетельствует о том, что основной вклад в генерацию ТГц излучения в полупроводниковых наноструктурах обусловлен движением носителей заряда в нанопроводах.

Исследования, проведенные для нанопроводов GaAs с различным легированием, показали, что в нанопроводах n-типа генерация ТГц излучения обусловлена сонаправленными дрейфовым и диффузи- онным токами неравновесных носителей зарядов, а в нанопроводах p-типа, ТГц излучение связано с противоположно направленными дрейфовым и диффузионным токами. Методом электрооптического стробирования были исследованы волновые формы ТГц излучения при разных уровнях возбуждения для образцов с нанопроводами на основе GaAs и объемным GaAs. При низком уровне возбуждения электрическое поле ТГц импульса линейно зависит от интенсивности возбуждающего импульса. Также были проведены экспериментальные исследования влияния электронно-дырочной плазмы, создаваемой фемтосекундным световым импульсом на генерацию ТГЦ излучения в проводах GaAs – в течении 3 первых пс наблюдалось резкое падение генерируемого ТГц сигнала, которое обусловлено экранированием контактного поля за счет разделения неравновесных носителей заряда (электронов и дырок) в контактном поле и их транспорта.

Было показано, что эффективность генерации ТГц излучения в нанопроводах в несколько раз выше, чем от поверхности объемного полупроводника, даже если не учитывать коэффициент заполнения. С учетом фактора заполнения (~ 1,5 %) эффективность генерации в нанопроводах может быть повышена в 25 раз, в сравнении с генерацией от поверхности объемного полупроводника.

Для ННК на основе AlGaAs были исследованы спектральные зависимости ТГц генерации. Полученные результаты показали, что генерация в данном типе структур обусловлена поглощением света в нанопроводах, а также что нанопровода на основе AlGaAs состоят из нанокристаллов двух кристаллических фаз – вюрцитной и цинковой обманки. Исследование временной динамики неравновесных носителей заряда показало существенное влияние процессов захвата неравновесных носителей заряда безызлучательными центрами в нанопроводах на основе AlGaAs. Этот захват приводит к увеличению подвижности носителей заряда, что, соответственно, повышает эффективность генерации ТГЦ излучения.

СЕМИНАР «ОПТИЧЕСКИЕ МЕТАМАТЕРИАЛЫ, ФОТОННЫЕ КРИСТАЛЛЫ И НАНОСТРУКТУРЫ»

ДВУМЕРНЫЕ СУПЕРКРИСТАЛЛЫ ИЗ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК

Баймуратов А.С, Рухленко И. Д.*, Турков В. К., Баранов А. В., Федоров А. В.

Национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия
*Advanced Computing and Simulation Laboratory (AχL), Department of Electrical and Computer Systems Engineering, Monash University, Clayton, VIC 3800, Australia

Изучение суперкристаллов, изготовленных из периодически расположенных полупроводниковых квантовых точек, имеет важное значение для развития современных технологий нанофотоники. В данной работе мы рассчитали энергетический спектр экстинов в двумерных суперкристаллах и показали, как изменяются эти спектры при варьировании различных структурных и материальных параметров.

Современные технологии позволяют создавать искусственные материалы различной сложности, состоящие из сотен и даже тысяч нанообъектов. Одними из наиболее перспективных видов таких нанообъктов являются полупроводниковые квантовые точки, также известные как "искусственные атомы" в связи с дискретным энергетическим спектром их элементарных возбуждений, таких как электроны (дырки), экситоны, фононы и поляритоны. Повышенный интерес к квантовым точкам в течение последних десятилетий объясняется их уникальными физическими свойствами и возможностью изменения этих свойств путем варьирования формы и размеров отдельных квантовых точек. Линейные и нелинейные оптические отклики электронных и колебательных подсистем квантовых точек, а также их взаимодействия друг с другом и внешними электромагнитными полями, существенно зависят от размера и геометрии квантовых точек. Эти зависимости находят применения в различных электронных и оптико-электронных устройствах, в том числе лазерах, кубитах для квантовых вычислений, источниках одиночных фотонов и фотодетекторах. Не смотря на то, что функционирование многих устройств нанофотоники требует наличие всего одной квантовой точки, функциональные возможности ансамблей квантовых точек, расположенных периодически и связанных каким-либо взаимодействием, значительно шире.

Используя теорию молекулярных кристаллов[1], мы демонстрируем почти неограниченные возможности варьирования физических свойств двумерных суперкристаллов[2]. Эти возможности возникают благодаря множеству степеней свободы, связанных с изменениями параметров отдельных квантовых точек и их взаимного расположения. В частности, мы рассчитываем энергетические спектры экситонов, соответствующие простым двумерным решеткам Браве и сложной решетки с двумя квантовыми точками в базисе, и анализируем трансформацию этих спектров с изменением различных структурных параметров.

1. А. С. Давыдов, *Наука.*, **1**, 640 с., (1976).
2. A. S. Baimuratov, I. D. Rukhlenko, V. K. Turkov, A. V. Baranov, A. V. Fedorov, *Scientific Rep.*, **3**, pp.1727(9), (2013).

ФОТОСТАБИЛЬНОСТЬ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК В ГИБРИДНЫХ СТРУКТУРАХ С ГРАФЕНОМ

Громова Ю. А., Мартыненко И.В., Орлова А. О., Маслов В. Г., Баранов А. В.

Национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

В работе сформированы люминесцирующие гибридные структуры на основе графена и полупроводниковых квантовых точек. Проведен анализ фотостабильности характеристик квантовых точек CdSe/ZnS в гибридных структурах. Установлено, что адсорбция квантовых точек на поверхность графена приводит к увеличению скорости фотодеградации квантовых точек.

Графен – двухмерный наноматериал представляющий собой углеродный монослой. Графен обладает набором уникальных электрических и механических свойств. Как и другие наноструктурированные материалы, графен имеет высокое отношение поверхность/объем, что может быть использовано для создания высокочувствительных сенсорных элементов. Однако химическая активность атомов углерода в идеальной (бездефектной) углеродной решетке относительно низкая[1].В случае графена усиленная химическая активность может ожидаться только на краях слоя. Химическая активность может быть усилена в результате создания дефектов и другими типами функционализации. В качестве одного из подходов можно рассматривать создание гибридных структур на основе графена и наночастиц различных типов.

Полупроводниковые квантовые точки (КТ) – другой тип наноструктур с уникальным набором физических свойств[2]. Вследствие квантоворазмерного эффекта оптические свойства КТ зависят от их размера, что в сочетании с высоким квантовым выходом люминесценции делает их уникальным люминофором. Чувствительность оптических свойств КТ к адсорбции на поверхность частицы некоторых специфических веществ, находит широкое применение в решении сенсорных задач[3].

Создание гибридных структур на основе графена и полупроводниковых квантовых точек позволит совместить электрические свойства графена и оптические свойства КТ. Такие структуры могут быть использованы как в качестве фотодетекторов, так и для разработки нового типа газовых сенсоров.

В сравнении с органическими люминофорами полупроводниковые квантовые точки обладают более высокой фотостабильностью[3]. Однако при определенных условиях может наблюдаться достаточно резкое изменение оптических свойств квантовых точек в результате фотоокисления их поверхности. Так, в работах[4,5] показано, что в результате фотоокисления поверхности ядра КТ происходит сдвиг их спектров поглощения и люминесценции в коротковолновую область, обусловленный уменьшением размера ядра CdSe. В большинстве случаев это сопровождается заметным уменьшением квантового выхода люминесценции квантовых точек.

Следует отметить, что динамика процесса фотодеградации КТ зависит от ближайшего окружения частиц. В связи с этим представляется актуальным исследовать фотостабильность КТ в составе гибридных структур КТ/графен, так как изменение спектральных характеристик квантовых точек и падение их квантового выхода люминесценции вследствие фотодеградации может значительно сузить область и условия применимости таких структур на практике.

Целью данной работы является изучение фотостабильности полупроводниковых квантовых точек в гибридных структурах КТ/графен. Гибридные структуры создавались

смешиванием толуольных растворов коллоидных квантовых точек CdSe/ZnS/TOPO, со средним размером ядра ~ 5,0 нм и суспензии графена, синтезированного методом сонификации.

Было установлено, что при смешивании растворов КТ и графена происходит образование люминесцирующих гибридных структур за счет физической сорбции КТ на поверхность графена, по-видимому, в местах локальных дефектов решетки на краях или поверхности частиц. На микроизображениях, приведенных на рисунке 1 видно, что поверхность всех частиц графена, которые выглядят в канале пропускания как полупрозрачные пластинки, декорирована квантовыми точками.

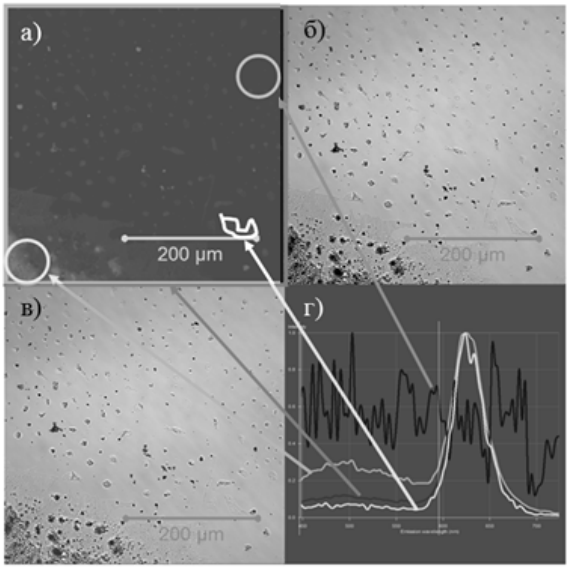


Рис. 1. Люминесцентные микроизображения образцов структур графен/КТ, полученные с помощью сканирующего люминесцентного микроскопа LSM-710, область сканирования 370x370 мкм^2. а) люминесцентный канал; в) канал пропускание; в) наложение каналов люминесценции и пропускания; г) спектры люминесценции с выделенных областей.

Сравнение спектральных характеристик квантовых точек на поверхности графена с исходными характеристиками в растворе показало наличие смещения полосы люминесценции на ~ 15 нм в коротковолновую область для спектра КТ в присутствие графена. Одной из причин наблюдающегося явления может быть сенсибилизация углеродными наноструктурами генерации синглетного кислорода КТ, собственный квантовый выход генерации синглетного кислорода которых достаточно низкий (порядка 1-2%)[6,7].

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта компании ОПТЭК.

1. K. Kalantar-Zadeh, New York.: Springer Science & Business Media, 490 p. (2008).
2. U. Resch-Genger, M. Grabolle, S. Cavaliere-Jaricot, Nat Meth, **5** pp.763-775, (2008).
3. A. Y. Nazzalye, et al, Nano Lett., **3**,№6, pp.819-822, (2003).
4. H. Montón, et al, Journal of Nanobiotechnology **7**:4 (2009).
5. W. G. van Sark, Pet al, ChemPhysChem **3**, 871 – 879, (2002).
6. J. Ma, et al, J. Phys. Chem. B, **112** №15, pp.4465-4469, (2008).
7. M. Wojtoniszak, et al, Materials Research Bulletin, **48**, pp.2636–2639, (2013).

ПЕРЕНОС ЭНЕРГИИ МЕЖДУ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫМИ КВАНТОВЫМИ ТОЧКАМИ И ТЕТРАПИРРОЛЬНЫМИ МОЛЕКУЛАМИ В ПОЛИМЕРНЫХ ТРЕКОВЫХ МЕМБРАНАХ

Мартыненко И.В., Громова Ю.А, Орлова А.О., Курочкина М.А., Маслов В.Г, Баранов А.В.

Национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

В работе сформированы гибридные структуры и комплексы на основе полупроводниковых квантовых точек и тетрапиррольных молекул, внедренных в полимерные трековые мембраны. Продемонстрирован перенос энергии от квантовых точек к молекулам, эффективность которого зависит от наличия комплексообразования между квантовыми точками и молекулами. Показано, что в случае реализации гибридной структуры без комплексообразования эффективность переноса энергии имеет хорошее соответствие с теоретическими оценками эффективности диполь-дипольного резонансного переноса энергии для выбранных донорно-акцепторных пар.

В настоящее время ведутся интенсивные исследования по созданию гибридных структур на основе полупроводниковых квантовых точек (КТ) и тетрапиррольных соединений, имеющих высокий квантовый выход генерации синглетного кислорода. В таких структурах возможно создать условия, при которых перенос энергии от КТ к молекуле органического фотосенсибилизатора будет приводить к улучшению функциональных свойств молекулы, в частности, к заметному увеличению эффективности генерации синглетного кислорода тетрапиррольной молекулой в результате эффективного переноса энергии по механизму FRET (Förster Resonant Energy Transfer) от КТ к молекулам[1-3].

В представленной работе в образцах полиэтилентерефталатных (ПЭТФ) мембран сформированы структуры на основе полупроводниковых квантовых точек CdSe/ZnS и тетрапиррольных молекул: положительно заряженных гидрофильных молекул Тетра(р-триметиламино)фенилпорфина (ТАФП) и отрицательно заряженных молекул хлорина е6.

При создании гибридных структур КТ-ТАПФ в ПЭТФ матрице были реализованы условия «жесткого» раствора при отсутствии комплексообразования между компонентами: микролюминесцентные исследования образцов трековых мембран с внедренными квантовыми точками показали, что гидрофобные нанокристаллы адсорбируются в приповерхностном слое пор[4]. При этом положительно заряженные молекулы ТАФП в результате электростатического взаимодействия связываются с диссоциированными карбоксильными группами, которые образуются в процессе изготовления трековых мембран[5, 6].

Для создания гибридных структур КТ-хлорин е6 использовались гидрофильные положительные квантовые точки, загруженные в матрицу в результате электростатического взаимодействия между положительно заряженными аминогруппами молекул солюбилизатора и карбоксильными группами трековых мембран. Хлорин е6 связывался в комплекс с КТ в результате электростатического взаимодействия.

Анализ спектрально-люминесцентных свойств образцов показал, что последовательное увеличение концентрации тетрапиррольных молекул в мембранах с внедренными КТ приводит к значительному уменьшению интенсивности люминесценции и сокращению времени затухания люминесценции нанокристаллов. При этом наблюдается сенсибилизированная люминесценция в рассматриваемых образцах. Совокупность этих данных свидетельствует о том, что в трековых мембранах наблюдается

эффективный резонансный перенос энергии фотовозбуждения (FRET, Förster Resonant Energy Transfer) от квантовых точек к молекулам.

Было установлено, что изменение диаметра ядра КТ от 2.5 нм до 3.5 нм, которое сопровождается изменением условий FRET, приводит к заметному изменению экспериментальной эффективности переноса энергии от КТ к молекулам. Так, максимальная эффективность переноса энергии для структур с КТ с диаметром ядра 2.5 нм составила 50 и 8% для ТАПФ и хлорина е6 соответственно, в то время как для КТ 3.5 нм она составила 41% и 6%.

Следует отметить, что в результате внедрения молекул ТАФП в трековую мембрану их квантовый выход люминесценции не меняется, в то время как увеличение концентрации хлорина е6 в мембранах приводит к уменьшению квантового выхода люминесценции хлорина. Совокупность этих данных позволяет говорить об отсутствии конкурентных каналов безызлучательной релаксации возбужденного состояния донора в случае реализации дальнодействующего FRET в системах без комплексообразования.

Полученные в работе данные свидетельствуют о том, что в структурах с участием полупроводниковых CdSe/ZnS КТ и тетрапиррольных молекул, внедренных в полимерные трековые мембраны, возможен высокоэффективный перенос энергии, обеспечивающий улучшение функциональных свойств тетрапиррольных молекул, в частности, их способность генерации синглетного кислорода. Полученные результаты могут быть использованы для создания микрофлюидных устройств с эффективной генерацией синглетного кислорода.

1. D. Bera, L. Qian, T. K. Tseng and P. H. Holloway, *Materials*, **3**, pp. 2260-2345, (2010).

2. Ch. Ingrosso, A.M. Panniello, R. Comparelli, M Curri, *Materials*, **3**, pp. 1316-1352, (2010).

3. S. Mazumder, R. Dey, M. K. Mitra, *J. of Nanomaterials*, **2009**, pp, 815734-815751, (2009).

4. A. O. Orlova, Yu. A. Gromova, A. V. Savelyeva, V. G. Maslov, M. V. Artemyev, A. Prudnikau, A. V. Fedorov and A. V. Baranov, *Nanotechnology*, **22**, pp. 455201-455208, (2011).

5. V. Berezkin, V.I. Volkov , O.A. Kiselevac, N.V. Mitrofanovaa, V.D. Sobolev, *Advances in Colloid and Interface Science*, **104**, pp. 325–331 (2003).

6. J. Xue, Y. Xie, Y. Yan, J. Ke, and Y. Wang, *Biomicrofluidics*, **3**, pp. 022408-0224419 (2009).

QUANTUM THEORY OF THE PLASMONIC NANOLASER

Fyodorov I.A.*,, Sarychev A.K.****

*Moscow Institute of Physics and Technology, 141700, Russia

**Institute for Theoretical and Applied Electromagnetics RAS, 125412, Russia

In this work, we demonstrate the first fully quantum-mechanical model of the plasmonic nanolaser. Plasmon quantization is performed for the waveguide-based nanoresonator. We show that the nanolaser is essentially a thresholdless device, which radiation is coherent regardless of the pumping rate. We obtain the statistics of quanta, spectrum and linewidth of the plasmonic radiation, and predict the second-order degree of coherence of the nanolaser light. Theory can also be applied both to the metallo-dielectric and microcavity photonic lasers.

The modern story of the utilization of the nanoparticle-living plasmons started a decade ago, when the possibility of the enhancement of surface plasmons in the nanoparticles (NPs) by

optical gain in dielectric medium was predicted theoretically[1] and demonstrated in the experiments[2]. It has been realized, that extremely tight field confinement in surface plasmon modes can be used to achieve the strong coupling regime with the emitters. The metal NPs became a promising platform for implementation of the great variety of effects known in quantum optics and cavity QED. In parallel, papers[3,4] claimed the lasing on the individual NPs, and a lot of work focused on the realization of smaller and faster sources of light.

A metal NP adjacent to the active medium appeared as a basic unit cell of many applications of nanoplasmonics, such as metamaterials, nanosensing, optical logic, etc. Though, theoretical description of this object (which essentially constitutes a nanolaser, alternatively known as spaser) trails far behind the experimental progress. Recently, we have shown that the semiclassical limit of quantum theory (see, e.g., ref.[5]), which is eventually equivalent to the classical Maxwell-Bloch approach[6], is unadaptable for the nanolaser. It corresponds to the so-called thermodynamic limit of the laser[7], which is not the case, since in the nano-sized resonant cavity most of the spontaneous radiation of the emitters goes directly to the laser mode. Another precondition of the classical theory is that the number of quanta in the laser mode is macroscopically large. We show that in real plasmonic
nanoresonators this value is limited from above by strict thermal and strength limitations. Actually, the nanolaser in CW regime is not expected to support mode than several plasmonic quanta. That is, the nanolaser is a truly nonlinear noise device, where fluctuations play a crucial role.

Here, for the first time, we describe the plasmonic nanolaser in the formalism of the density matrix. We use a low-loss approximation, which holds for the plasmonic nanolasers with cavities starting from the FOM of 10^2, which is the case for many realizations. This allows one to employ the maser approximation and solve the master equation analytically. We use this solution to study the statistical and coherence properties of the plasmonic radiation. Besides the plasmonic nanolasers, our theory can be applied to the wide range of the microcavity lasers.

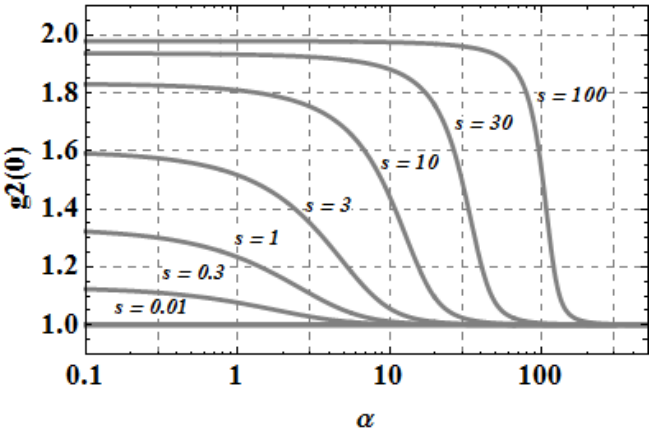


Fig. 1. 2nd order degree of coherence of the radiation versus the pumpung parameter for different size parameters of the laser.

1. Bergman, D. & Stockman, M. *Physical Review Letters* **90**, 1–4 (2003).
2. Noginov, M. a *et al. Optics letters* **31**, 3022–4 (2006).
3. Noginov, M. a *et al. Nature* **460**, 1110–2 (2009).
4. Oulton, R. F. *et al. Nature* **461**, 629–32 (2009).
5. Stockman, M. I. *Journal of Optics* **12**, 024004 (2010).
6. Sarychev, A. & Tartakovsky, G. *Physical Review B* **75**, 1–9 (2007).
7. Rice, P. & Carmichael, H. *Physical Review A* **50**, 4318–4329 (1994).

НЕСТАЦИОНАРНАЯ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ НАНОСТЕРЖНЯ И НАНОПЛАСТИНЫ

Леонов М.Ю., Рухленко И.Д.,* Федоров А.В.

Национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия
*Advanced Computing and Simulation Laboratory, Monash University, Clayton 3800, Victoria, Australia

Развита теория нестационарного вторичного свечения одиночных полупроводниковых нанокристалов в форме стержней и пластин, резонансно возбуждаемых лазерным импульсом. Получены условия, при которых сигнал вторичного свечения описывается достаточно простой формулой, не зависящей от формы лазерного импульса, которая может быть использована для изучения релаксационных параметров электронной подсистемы рассмотренных нанокристалов.

В области фотоники все более широкое место занимают работы по созданию наноматериалов и наноструктур для нового поколения высокоэффективных оптоэлектронных устройств. Среди наноструктур особенное внимание уделяется полупроводниковым наночастицам, чьи уникальные физические и химические свойства интенсивно исследуются на протяжении последних двух десятилетий. Благодаря эффектам размерного квантования, оптические, электрические и магнитные свойства нанокристаллов радикально отличаются от аналогичных свойств объемных материалов и существенно зависят от размеров и формы нанокристаллов. Основные физические эффекты, связанные с размерным квантованием элементарных возбуждений нанокристаллов простой формы (сфера, куб и цилиндр), к настоящему времени выявлены и подробно изучены[1-2].

Одним из перспективных направлений фотоники является изучение и создание наноструктур, содержащих наночастицы как простой (высокосимметричной), так и сложной (низкосимметричной) форм. К последним относятся полупроводниковые наностержни, тетраподы, нанопластинки и тетраэдры. Использование низкосимметричных строительных блоков, обладающих оптической анизотропией, предоставляет широкие возможности для манипуляции свойствами создаваемых наногетероситем и тем самым существенно расширяет область их применения[3]. В частности, на основе таких объектов можно создавать однофотонные источники света и метаматериалы. Несмотря на очевидную важность анизотропных наночастиц для практических применений, технология их изготовления требует усовершенствования, а физические свойства детального изучения.

Данная работа посвящена разработке основ нестационарной оптической спектроскопии одиночных анизотропных полупроводниковых наночастиц, и заполняет соответствующий теоретический пробел в области физики низкоразмерных систем. Была развита теория нестационарного вторичного свечения одиночных полупроводниковых нанокристалов в форме квантовых стержней и пластин, резонансно возбуждаемых лазерным импульсом. Для моделирования сигнала фотолюминесценции используется формализм матрицы плотности. Определены условия, при которых сигнал вторичного свечения описывается достаточно простой формулой, не зависящей от формы лазерного импульса. Полученные выражения могут быть использованы для изучения релаксационных параметров электронной подсистемы рассматриваемых нанокристалов.

1. А.В. Федоров, И.Д. Рухленко, А.В. Баранов, С.Ю. Кручинин, *Оптические свойства полупроводниковых квантовых точек*, Санкт-Петербург, Наука, (2011).

2. *Semiconductor Quantum Dots: Physics, Spectroscopy and Applications*, Edd. by Y. Masumoto, T. Takagahara, Springer-Verlag, Berlin, (2002).
3. *Springer Handbook of Nanotechnology*, Edd. by B. Bhushan, Springer-Verlag, Berlin, (2011).

БЕЗЫЗЛУЧАТЕЛЬНЫЙ ПЕРЕНОС ЭНЕРГИИ ФОТОВОЗБУЖДЕНИЯ В СИСТЕМАХ ПЛОТНОУПАКОВАННЫХ КТ PBS

Литвин А.П., Парфенов П.С., Ушакова Е.В., Черевков С.А., Баранов А.В.

Центр «Информационные оптические технологии», Национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

Исследован процесс безызлучательного переноса энергии фотовозбуждения в системах плотноупакованных квантовых точек (КТ) сульфида свинца (PbS) в пористой матрице. Образцы пористой матрицы погружались в коллоидные растворы КТ PbS различного размера. Обнаружен перенос энергии фотовозбуждения как между плотноупакованными КТ разного размера, так и в ансамблях монодисперсных КТ с небольшой дисперсией размеров.

В последние годы системы плотноупакованных КТ халькогенидов свинца становятся важным объектом исследования, поскольку могут быть эффективно использованы в ряде наукоемких отраслей, например, солнечной энергетике, оптоэлектронике, ИК фотонике[1]. Сочетание важных эксплуатационных параметров и необычных свойств электронной структуры открывают новые перспективы для усовершенствования термо- и фотоэлектрических устройств, элементов солнечных батарей, ИК-матриц для визуализации изображений.

В системах плотноупакованных КТ возникают условия для осуществления процессов безызлучательного переноса энергии фотовозбуждения между КТ, который может приводить к существенному изменению параметров их люминесценции. На сегодняшний день имеется несколько работ, посвященных переносу энергии в системах плотноупакованных КТ PbS, однако они ограничиваются диапазоном длин волн до 1.3 мкм[2]. Кроме того, мало внимания уделяется процессам безызлучательного переноса энергии фотовозбуждения в ансамблях монодисперсных КТ с небольшой дисперсией размеров, хотя они играют существенную роль для понимания процессов, протекающих в структурах плотноупакованных КТ.

Целью работы является исследование процессов безызлучательного переноса энергии фотовозбуждения в системах плотноупакованных квантовых точек PbS в пористой матрице. При этом рассмотрены процессы переноса как между КТ разного размера, так и внутри монодисперсных ансамблей.

Измерение времен жизни люминесценции в узких спектральных диапазонах внутри полосы люминесценции демонстрирует сильную зависимость наблюдаемого времени жизни от длины волны регистрации вторичного излучения (Рис. 1). Исследование концентрационных зависимостей времен жизни люминесценции в различных областях полосы люминесценции КТ демонстрирует значительное тушение коротковолнового края полосы люминесценции, что свидетельствует о процессе безызлучательного переноса энергии фотовозбуждения внутри ансамбля монодисперсных КТ.

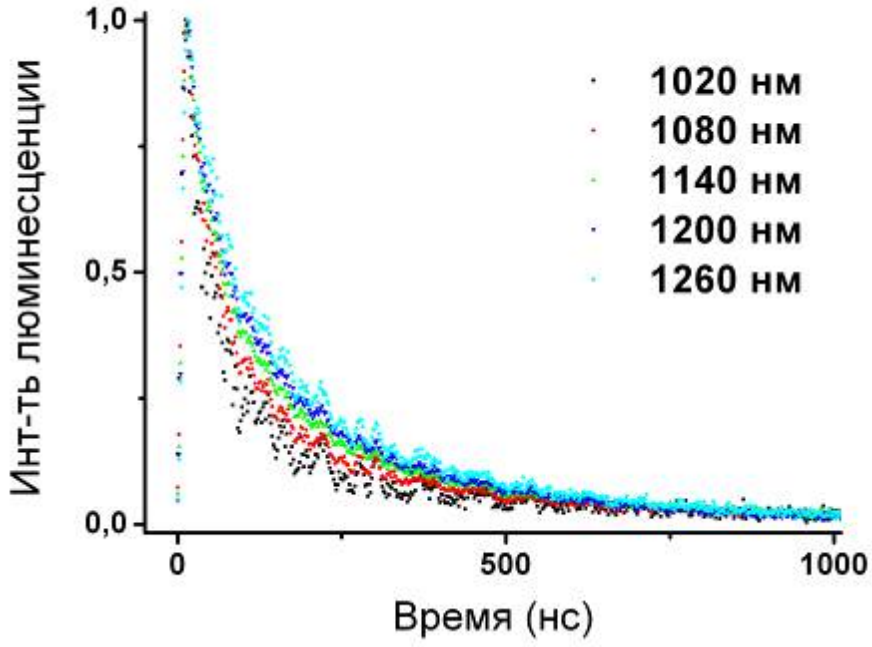


Рис. 1. Кривые затухания люминесценции КТ PbS диаметром 4.6 нм при регистрации излучения на различных длинах волн (при спектральном разрешении 40 нм).

1. S. Emin, S. P. Singh, L. Han, *Solar Energy*, 127, pp. 1264–1282, (2011).
2. S. W. Clark, J.M. Harbold, F.W. Wise, *J. Phys. Chem. C.*, 111, pp. 7302–7305, (2007).

ТЕОРИЯ ИНТЕНСИВНОСТНЫХ И ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ МАГНИТООПТИЧЕСКИХ ЭФФЕКТОВ В ПЛАЗМОННЫХ КРИСТАЛЛАХ

Калиш А.Н., Белотелов В.И., Звездин А.К.*

Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова, Москва, Россия
*Институт общей физики РАН имени А.М. Прохорова, Москва, Россия

Развит универсальный качественный аналитический подход, позволяющий описывать магнитооптические свойства плазмонных кристаллов в дальнем поле. С его помощью объяснено резонансное поведение эффекта Фарадея и экваториального эффекта Керра, а также предсказан новый интенсивностный магнитооптический эффект.

Одним из перспективных направлений фотоники является магнитооптика, позволяющая эффективно управлять характеристиками оптического излучения на наносекундных временных масштабах[1]. Известно, что в структурированных средах магнитооптические эффекты могут быть значительно усилены, что важно для миниатюриазации фотонных устройств. Примером таких сред являются плазмонные кристаллы, изображенные на рис. 1. В таких структурах экспериментально наблюдалось резонансное усиление магнитооптического эффекта Фарадея и экваториального магнитооптического эффекта Керра[2-3].

В настоящей работе развивается единый теоретический подход, позволяющий описать резонансное поведение магнитооптических эффектов в плазмонных кристаллах в

произвольных конфигурациях намагниченности и падения света, а также предсказать новые магнитооптические эффекты, не имеющие аналогов в однородных средах.

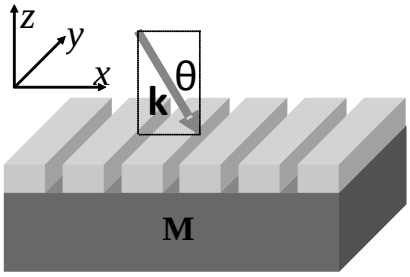


Рис. 1. Магнитоплазмонный кристалл, состоящий из металлической решетки и магнитного диэлектрика

Теоретический анализ отклика магнитоплазмонного кристалла основан на следующих обстоятельствах. Амплитуда в дальнем поле в спектральной окрестности резонанса, связанного с возбуждением моды, имеет вид:

$$A(\omega)=\frac{a}{\omega-\omega_r}+b, \qquad (1)$$

где ω_r – комплексный полюс матрицы рассеяния. Падающая волна может быть представлена в виде суммы двух слагаемых:

$$\left|\psi^{(in)}\right\rangle=\left|\psi^{(in)}_{res}\right\rangle+\left|\psi^{(in)}_{nr}\right\rangle, \qquad (2)$$

где $\left|\psi^{(in)}_{res}\right\rangle$ - резонансный член, отвечающий за возбуждение моды, а $\left|\psi^{(in)}_{nr}\right\rangle$ - нерезонансный член, ортогональный первому. Для качественного анализа можно предположить, что коэффициенты *a* and *b* в формуле (1) пропорциональны амплитудам резонансного и нерезонансного членов в формуле (2) соответственно.

Для анализа отклика в дальнем поле магнитоплазмонного кристалла необходимо учитывать поляризацию и свойства симметрии мод и падающей волны.

Предполагая, что $g<<1$, любая линейная по g величина обозначается $O(g)$, любая величина, не зависящая от g – $O(1)$, и т.д. Величинами, имеющими третий или более высокий порядок по g, пренебрегается.

В качестве примера рассмотрим случай нормального падения TM-поляризованной волны с частотой, близкой к частоте антисимметричной квази-TE-моды, на структуру, намагниченную вдоль оси *x*. Отклик в дальнем поле приобретает резонансную особенность, обусловленную намагниченностью, которая четна по намагниченности. Возникает резонансный интенсивностный эффект, четный по намагниченности:

$$\delta_{even}(\omega)=\frac{I(g,\omega)-I(0,\omega)}{I(0,\omega)}\sim O(g^2)\,\mathrm{Re}\left[\frac{O(1)}{\omega-\omega_0}+\frac{O(1)}{(\omega-\omega_0)^2}+O(1)\right]. \qquad (3)$$

Заметим, что в немагнитной структуре эта мода не может быть возбуждена по причинам симметрии. Физический механизм появления эффекта – это связывание TE- и TM-компонент поля моды в магнитной структуре и, как следствие, возбуждение мод, которые не возбуждаются в немагнитной структуре.

Данный эффект является новым, так как он обусловлен исключительно свойствами собственных мод структурированной среды. В однородных средах этот эффект отсутствует.

Симметричная квази-TE- и антисимметричная квази-TM-моды не могут быть возбуждены падающей TM-волной по причине симметрии. В этом случае в оптическом спектре в дальнем поле какие-либо резонансы или резонансные изменения вследствие намагниченности отсутствуют.

При возбуждении любых квази-TE- и квази-TM-мод при наклонном падении имеет место нечетный по намагниченности интенсивностный эффект:

$$\delta_{odd}(\omega)=\frac{I(g,\omega)-I(-g,\omega)}{I(0,\omega)}\sim O(g)\sin 2\psi\,\mathrm{Re}\left[\frac{O(1)}{\omega-\omega_0}+\frac{O(1)}{(\omega-\omega_0)^2}+O(1)\right]. \qquad (4)$$

Формула (4) показывает, что данный эффект резонансно возникает при возбуждении либо квази-TE-, либо квази-TM-моды и только для промежуточной поляризации падающей волны, исчезая при $\sin 2\psi = 0$ (это равенство выполняется только для s- и p-поляризаций).

Результаты численного моделирования приведены на рис. 2. Структура состоит из золотой решетки, нанесенной на слой Bi:YIG. Подложкой является кварц. Период решетки 500 нм, ширина щелей 50 нм, толщина 320 нм, толщина диэлектрического слоя 200 нм. В согласии с результатами теоретического рассмотрения, при возбуждении антисимметричных квази-TE-мод возникает резонансное магнитооптическое изменение коэффициента пропускания.

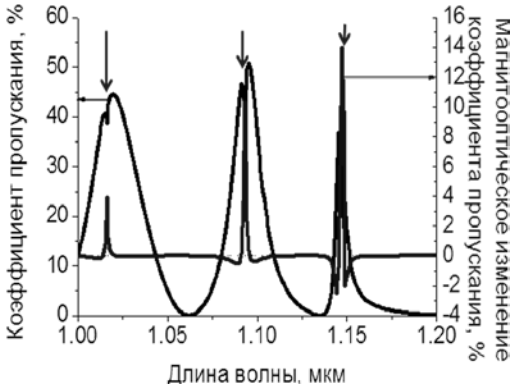


Рис. 2. Спектр оптического пропускания и величины меридионального интенсивностного магнитооптического эффекта в прошедшем свете магнитоплазмонного кристалла при нормальном падении. Стрелками отмечены длины волн, соответствующие возбуждению антисимметричных квази-TE-мод

Аналогичным образом можно описать особенности эффекта Фарадея и экваториального эффекта Керра в плазмонных кристаллах. При нормальном падении TM-поляризованной волны резонансные особенности в спектре угла Фарадея возникают на частотах, соответствующих возбуждению любой симметричной моды. При наклонном падении особенности возникают при возбуждении любой моды. Однако возбуждение разных типов мод (квази-TE- и квази-TM-) по-разному проявляется в спектре угла Фарадея.

Изменение дисперсии собственных волн TM-поляризации при наличии экваториальной намагниченности приводит к спектральному смещению резонансов коэффициентов пропускания и отражения. Таким образом, при возбуждении TM-мод имеет место резонансный нечетный интенсивностный эффект – аналог экваториального эффекта Керра. Эффект имеет место только при наклонном падении, так как при нормальном падении он запрещен по причинам симметрии. На возбуждение TE-мод намагниченность не влияет.

Результаты качественного аналитического рассмотрения подтверждаются численным моделированием, а также экспериментальными данными[2-4].

1. M. Inoue, M. Levy, A.V. Baryshev (ed.), *Magnetophotonics: From Theory to Applications*, Springer, (2013).

2. V.I. Belotelov, I.A. Akimov, M. Pohl, V.A. Kotov, S. Kasture, A.S. Vengurlekar, Achanta Venu Gopal, D.R. Yakovlev, A.K. Zvezdin, M. Bayer, *Nature Nanotechn.*, **6**, pp.370-376, (2011).

3. J.Y.Chin, T. Steinle, T. Wehlus, D. Dregely, T. Weiss, V.I. Belotelov, B. Stritzker, H. Giessen, *Nature Comm.*, **4**, p.1599(1-6), (2013).

4. V.I. Belotelov, L.E. Kreilkamp, I.A. Akimov, A.N. Kalish, D.A. Bykov, S. Kasture, V.J. Yallapragada, Achanta Venu Gopal, A.M. Grishin, S.I. Khartsev, M. Nur-E-Alam, M. Vasiliev, L.L. Doskolovich, D.R. Yakovlev, K. Alameh, A.K. Zvezdin, M. Bayer, *Nature Comm.*, (accepted).

О БЫСТРОДЕЙСТВИИ РЕАЛИЗАЦИЙ МЕТОДА КОНЕЧНЫХ РАЗНОСТЕЙ ВО ВРЕМЕННОЙ ОБЛАСТИ ДЛЯ МОДЕЛИРОВАНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПРОЦЕССОВ

Маркович Д.Л., Ладутенко К.С.*, Белов П.А., Носков Р.Е.

Национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия
*Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук, Санкт-Петербург, Россия

В работе приводится сравнение быстродействия реализаций вычислительного ядра метода конечных разностей во временной области (finite-difference time-domain method, FDTD) в двухмерном и трёхмерном случаях на языках программирования Fortran, C и C++ (с использованием библиотеки Blitz++) и для различных аппаратных платформ (AMD, Intel i5, Intel Xeon). Показано, что для максимальных размеров задач случаях производительность без существенных модификаций традиционного алгоритма ограничивается пропускной способностью подсистемы оперативной памяти компьютера. Приведено сравнение авторской реализации с коммерческим пакетом Lumerical FDTD Solutions и со свободно распространяемым пакетом Meep.

При разработке реализации метода FDTD [1,2] возможно несколько подходов. Существует вариант, когда в оперативной памяти компьютера стараются хранить минимальный объём данных. При таком подходе компоненты диэлектрической и магнитной проницаемости, проводимости и т. д. задаются параметрически и многократно вычисляются для каждого узла сетки дискретизации для каждой итерации по времени.

Альтернативой этому является разовое вычисление указанных компонент для каждого узла и хранение полученного результата в оперативной памяти. Это уменьшает вычислительную нагрузку, однако увеличивает объём используемой памяти. Учитывая, что время, которое необходимо на итерирование полей при использовании дополнительной памяти не меняется при увеличении сложности геометрии задачи, для реализации был выбран этот вариант.

Результаты тестирования выявили [3], что один и тот же алгоритм, запрограммированный с помощью C, в среднем оказался на несколько процентов быстрее реализации на Fortran для большинства размеров тестовых задач, в то время как C++ реализация является наиболее медленной на малых размерах и показывает стремительно возрастающую производительность при их увеличении.

Быстродействие реализаций на разных платформах для больших размеров задач моделирования отличается в несколько раз, в то время как арифметическая производительность использованных процессоров различается значительно меньше. Разница в быстродействии на различных платформах связана с пропускной способностью подсистемы оперативной памяти. Расчёт и тесты показали, что лучшая авторская

реализация использует до 90% этой пропускной способности и, следовательно, возможности по дальнейшей оптимизации использованного алгоритма исчерпаны. Дальнейшее увеличение производительности реализации метода FDTD в рамках описанного подхода возможно только аппаратными методами, при использовании систем с большей пропускной способностью оперативной памяти.

Теоретически существует возможность создания реализации метода FDTD, которая будет быстрее лучшей из представленных реализаций вплоть до сорока раз. Для этого необходимо полностью использовать вычислительные возможности процессора и модифицировать алгоритм FDTD, существенно снизив количество обращений к оперативной памяти. Возможность подобных модификаций была продемонстрирована в работе [4] для конечно-разностной схемы в случае одномерного уравнения параболического типа, в результате чего автору удалось достичь эффективности использования вычислительной мощности процессора около 90%.

1. K. Yee, *Antennas and Propagation, IEEE Transactions*, 14, pp.302-307, (1966).
2. A. Taflove, S.C. Hagness, *Computational Electrodynamics: The Finite-Difference Time-Domain Method*, (2005).
3. D. Markovich, K. Ladutenko, P. Belov, *PIER*, **139**, pp.655-670, (2013)
4. G. Zumbush, *IEEE Press*, pp.63-70 (2012).

МОДЕЛИРОВАНИЕ МАСКИРУЮЩЕГО ПОКРЫТИЯ С МАТЕРИАЛЬНЫМИ ПАРАМЕТРАМИ ЗАВИСЯЩИМИ ОТ УГЛА ДЛЯ ТЕРАГЕРЦОВОГО ДИАПАЗОНА ЧАСТОТ

Гурвиц Е.А. Возианова А.В. Ходзицкий М.К.

Национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики,
Санкт-Петербург, Россия

В работе предложен новый тип маскирующего покрытия, работающий по принципу трансформационной оптики для углового распределения материальных параметров. Получены тензоры материальных параметров маскирующего покрытия и проведён численный эксперимент для эффекта маскировки объекта в ТГц диапазоне частот в "COMSOL multiphysics".

В настоящий момент большой интерес проявляется к исследованию эффекта невидимости и маскировки объектов. Прорыв в этой области стал возможен благодаря использованию композитных сред, называемых метаматериалами. Метаматериалы могут быть применены в области медицины, биологии, систем охраны, спектроскопии, томографии, а также в других областях, благодаря необычным свойствам таких сред. Благодаря тому что метаматериалы имеют необычные эффекты например такие, как отрицательный коэффициент преломления, обращённый эффект Доплера, обратный эффект Вавилова-Черенкова и др., это делает их незаменимыми в приведённых выше областях применения. Интересной особенностью метаматериалов, является возможность создания композитных сред с необходимыми диэлектрическими и магнитными проницаемостями, а также заранее заданным пространственным распределением материальных параметров. Данная особенность необходима для создания маскирующих покрытий на основе трансформационной оптики[2,3].

Стандартный принцип трансформационной оптики для разработки маскирующих покрытий, заключается в сжатии в виртуальном пространстве объекта в точку, тонкий стержень или плоскость. При такой трансформации электромагнитной волны, эффект

невидимости достигается сохранением фронта падающей волны за объектом, отсутствием тени и отражения от объекта. В разработанной модели, рассмотрен тип маскирующего покрытия с угловым распределением материальных параметров, сжимающего область маскируемого пространства в плоскость, перераспределяющее волну и не допускающее попадание отражённого света на детектирующий прибор. Наиболее интересным, представляется разработка модели в терагерцовом диапазоне частот, что объясняется применениям в области защиты от терагерцового излучения (терагерцовые системы охраны).

Рассматривая виртуальное и физическое пространство для декартовой системы координат, были выведены тензоры материальных параметров для случая идеального маскирующего покрытия цилиндрической формы с материальными параметрами зависящими от угла:

$$\varepsilon_j^i = \mu_j^i = Q^{-1}\begin{pmatrix} Q^2\sin^2(\varphi)+\cos^2(\varphi) & (1-Q^2)\sin(\varphi)\cos(\varphi) & 0 \\ (1-Q^2)\sin(\varphi)\cos(\varphi) & \sin^2(\varphi)+Q^2\cos^2(\varphi) & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad (1)$$

где $Q = \frac{d\varphi'}{d\varphi}$ производная от функции угловой координаты виртуального пространства по угловой координате физического пространства.

Также был выведен тензоры диэлектрической и магнитной проницаемости для использования в цилиндрической системе координат:

$$\varepsilon_j^i = \mu^i{}_j = diag\left[\left(\frac{2\pi}{\varphi_2-\varphi_1}\right); \left(\frac{2\pi}{\varphi_2-\varphi_1}\right)^{-1}; \left(\frac{2\pi}{\varphi_2-\varphi_1}\right)\right], \quad (2)$$

Найдены тензоры для упрощённых материальных параметров в декартовой (3,4) и цилиндрической (5) системе координат, для того чтобы реализовать маскирующее покрытие в эксперименте:

$$\mu_j^i = \begin{pmatrix} \sin^2(\varphi)+\mu_\rho\cos^2(\varphi) & \left(\mu_\rho-1\right)\sin(\varphi)\cos(\varphi) & 0 \\ \left(\mu_\rho-1\right)\sin(\varphi)\cos(\varphi) & \mu_\rho\sin^2(\varphi)+1\cos^2(\varphi) & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad (3)$$

$$\varepsilon_j^i = diag(0,0,1), \quad (4)$$

где $\mu_\rho = \left(\frac{2\pi}{\Delta\varphi}\right)^2, \mu_\theta = 1, \varepsilon_z = 1$ (5)

Для численного моделирования использовался пакет “COMSOL multiphysics”. Схема моделирования показана на Рис.1. Идеальные материальные параметры, вычисленные ранее, были введены для цилиндра с вырезанным сектором, расположенным в начале координат. На маскирующее покрытие падала плоско поля-ризованная поперечная электрическая волна и применялись идеальные согласующие слои для минимизации для отражения от границ рабочей области модели. Объект находился в зоне пространства ограниченного углом вырезанного сектора цилиндра.

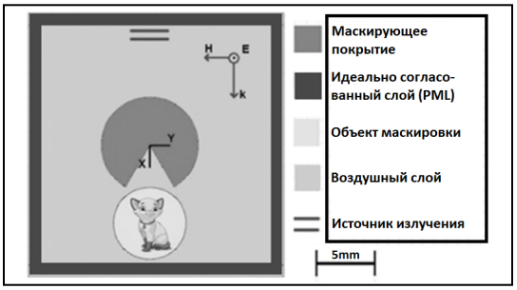


Рис 1. Схема моделирования маскирующего покрытия

Результаты численного моделирования показаны на рисунке 2. Источник электромагнитной волны располагался под разными углами между осью OX и вектором распространения электромагнитной волны (0°, 25°).

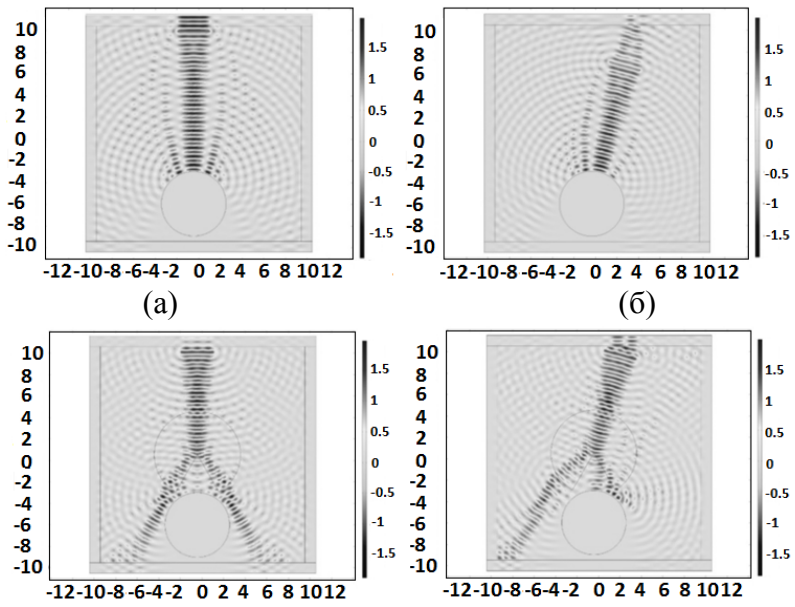


Рис 2. Взаимодействие электромагнитной волны с объектом без маскирующего покрытия для источника расположенного под углом 0° **(**а) и 25° (б). Взаимодействие электромагнитной волны со структурой маскирующее покрытие-объект для источника расположенного под углом 0° **(**в) и 25° (г). Частота падающего излучения 0.4 ТГц, угол вырезанного сектора цилиндра 60°.

Как видно из рисунка 2 (в,г) перераспределение электромагнитной волны выполняется для небольших углов между осью OX и вектором распространения электромагнитной волны. С увеличением угла качество маскировки ухудшается.

Также было смоделировано распространение волн в метаматериале с угловым распределением материальных параметров (1) и (3,4) (Рис. 3(а, б)). На рисунке 3 показано, что для сред с идеальными и упрощёнными материальными параметрами, наблюдается перераспределение электромагнитного излучения. Результаты численных экспериментов моделирования маскирующих покрытий с идеальными и упрощёнными материальными параметрами представлены на рис 3. (в, г). Как видно из рис. 3(г), происходит ухудшение маскировки для случая маскирующего покрытия с упрощёнными материальными параметрами в следствии рассогласования импедансов свободного пространства и материала покрытия.

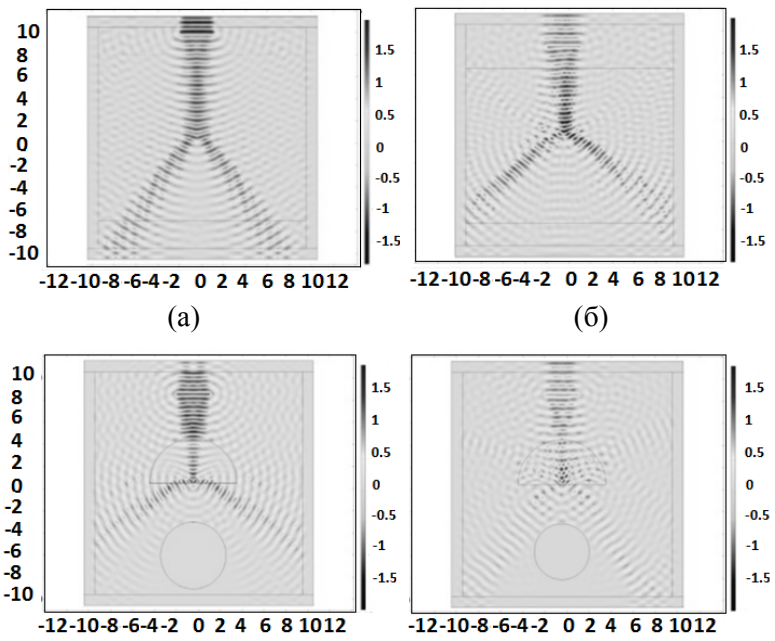


Рис 3. Распространение электромагнитной волны в среде с идеальными (а) и упрощёнными (б) материальными параметрами. Взаимодействие электромагнитной волны со структурой маскирующее покрытие-объект для идеальных (в) и упрощённых (г) материальных параметров. Угол вырезанного сектора цилиндра 180 °.

Таким образом, разработана новая концепция маскирующего покрытия для углового распределения материальных параметров. Разработанное маскирующее покрытие может быть масштабируемо в другие диапазоны частот и может работать в широком частотном диапазоне. Угловая величина вырезаемого сектора может варьироваться от 0 до 180°. Основным недостатком данного маскирующего покрытия является зависимость качества маскировки от угла падения электромагнитной волны на маскирующее покрытие.

1. T. Philbin and U. Leonhardt, “Geometry and Light: The Science of Invisibility",Dover Publications (2010), ISBN-10: 0486476936.

2. D.Schurig, J.J. Mock, J.B. Pendry, D.R. Smith et al., “Metamaterial Electromagnetic Cloak at Microwave Frequencies”, Science 314(5801), 977-980 (2006).

3. J. Li, J.B. Pendry, “Hiding under the Carpet: A New Strategy for Cloaking”, Physical Review Letters 101(20), 203901/1-203901/4, (2008).

4. F. Zhou, Y. Bao, W. Cao et al., "Hiding a Realistic Object Using a Broadband Terahertz Invisibility Cloak", Scientific Reports 1(78), 1–5 (2011).

АНАЛИЗ ЗОННОЙ СТРУКТУРЫ ФОТОННОГО КРИСТАЛЛА С КРАТНЫМИ ОПТИЧЕСКИМИ ДЛИНАМИ СЛОЕВ ДЛЯ ТЕРАГЕРЦОВОГО ДИАПАЗОНА ЧАСТОТ

Денисултанов А.Х., Ходзицкий М.К.

Национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

Из дисперсионного уравнения для бесконечного фотонного кристалла были выведены формулы для точного расчета границ запрещённых зон, ширины запрещённых зон и положения центров запрещённых зон фотонных кристаллов с кратными оптическими длинами слоев для ТГц диапазона.

Фотонные кристаллы (ФК) активно используются в лазерных технологиях, средствах коммуникации, фильтрации, благодаря таким уникальным свойствам как наличие зонной структуры в спектре, сверхразрешение, эффект суперпризмы и т.д [1-3]. Особый интерес проявляется к исследованию фотонных кристаллов в терагерцовом (ТГц) диапазоне для спектроскопических, томографических исследований новых типов материалов и биообъектов. Исследователями уже разработаны двумерные и трехмерные ФК для ТГц диапазона частот, и изучены их характеристики [4,5], но, к сожалению, на данный момент нет точных формул для расчета характеристик зонной структуры фотонного кристалла, таких как ширина запрещенной зоны, центр запрещенной зоны, границы запрещенной зоны [6]. Целью данной работы является получение формул для расчета характеристик одномерного фотонного кристалла для первой, второй и третьей кратностей оптических длин в двухслойной ячейке ФК.

Рассмотрим бесконечный ФК с показателями преломления слоев в двухслойной ячейке n_1 и n_2 и толщинами слоев d_1 и d_2 соответственно. Данная структура возбуждается линейно-поляризованной поперечной электрической волной (ТЕ-волной). Волновой вектор **k** направлен перпендикулярно слоям ФК (рис. 1). Дисперсионное уравнение для такого ФК, полученное с использованием теоремы Флоке и условия непрерывности тангенциальных компонент поля на границе слоев, имеет вид [7]:

$$\cos[k_B(d_1+d_2)] = \cos[k_{Z_1}d_1]\times\cos[k_{Z_2}d_2] - 0{,}5\times\left(\frac{k_{Z_1}}{k_{Z_2}}+\frac{k_{Z_2}}{k_{Z_1}}\right)\times\sin[k_{Z_1}d_1]\times\sin[k_{Z_2}d_2], \qquad (1)$$

где k_B – блоховское волновое число; $k_{Z_1}=\frac{2\pi\times f\times n_1}{c}$; $k_{Z_2}=\frac{2\pi\times f\times n_2}{c}$; f – частота; n_1, n_2 – показатели преломления; d_1, d_2 – толщины слоев.

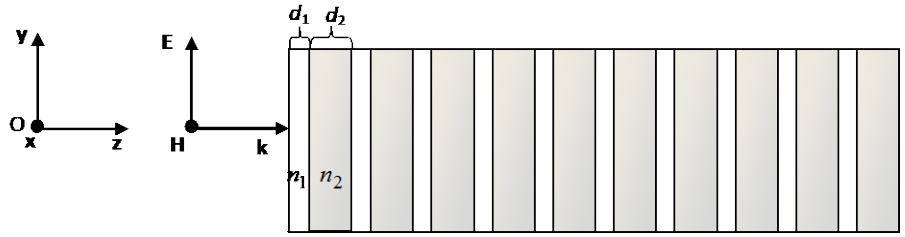


Рис.1. Рассматриваемая слоисто-периодическая структура

Из дисперсионной частотной характеристики комплексного блоховского волнового числа видно, что аргумент косинуса $k_B(d_1+d_2)$ будет принимать значения на границах запрещенных зон либо 0, либо π [7]. Следовательно, исходя из этого условия, можно рассчитать значения граничных частот, ширины запрещенных зон и центры запрещенных зон фотонного кристалла. Однако для фотонного кристалла с некратными оптическими длинами слоев внутри двухслойной ячейке данные формулы могут быть получены только не в явном виде. Для получения формул в явном виде нужно использовать кратные оптические длины: $n_1d_1 = n_2d_2$; $n_1d_1 = 2\times n_2d_2$; $n_1d_1 = 3\times n_2d_2$ …. В работе были рассмотрены формулы для 1-й, 2-й и 3-й кратности. Для фотонного кристалла первой кратности $(n_1d_1 = n_2d_2)$ формулы граничных частот, ширины запрещенной зоны (ЗЗ) и центра запрещенной зоны имеют следующий вид:

$$f_1 = (\arccos\left(\frac{0{,}25\beta-1{,}5}{0{,}25\beta+0{,}5}\right)+2\pi m)/2\alpha;\ f_2 = (-\arccos\left(\frac{0{,}25\beta-1{,}5}{0{,}25\beta+0{,}5}\right)+2\pi(m+1))/2\alpha;$$

$$\Delta f = f_2 - f_1;\quad f_{33}=\frac{f_2+f_1}{2};\ f_{рз}=\frac{\pi\times(m+1)}{\alpha}, \qquad (2)$$

где f_1 и f_2 – низкочастотная и высокочастотная границы запрещенной зоны соответственно; Δf – ширина запрещенной зоны; $f_{зз}$ – центр запрещенной зоны; c – скорость света; $f_{рз}$ – центр разрешённой зоны; $\beta = \frac{n_1}{n_2} + \frac{n_2}{n_1}$; $\alpha = \frac{2\pi \times n_2 d_2}{c}$; $m = 0,1,2,\ldots$.

Для ФК, оптические длины слоев, которого связаны равенством $n_1 d_1 = 2n_2 d_2$, были получены следующие формулы для параметров зонной структуры:

$$f_1 = \frac{\left(\arccos\left(\frac{4+\beta \pm \sqrt{\beta^2-4}}{6+3\beta \mp \sqrt{\beta^2-4}}\right) + 2\pi m\right) \times c}{\pi n_2 d_2}; \quad f_2 = \frac{\left(\arccos\left(\frac{-\beta \pm \sqrt{\beta^2-4}}{2+\beta \mp \sqrt{\beta^2-4}}\right) + 2\pi m\right) \times c}{\pi n_2 d_2};$$

$$f_3 = \frac{\left(-\arccos\left(\frac{-\beta \mp \sqrt{\beta^2-4}}{2+\beta \pm \sqrt{\beta^2-4}}\right) + 2\pi(m+1)\right) \times c}{\pi n_2 d_2}; \quad f_4 = \frac{\left(-\arccos\left(\frac{4+\beta \mp \sqrt{\beta^2-4}}{6+3\beta \pm \sqrt{\beta^2-4}}\right) + 2\pi(m+1)\right) \times c}{\pi n_2 d_2};$$

$$f_{рз} = \frac{(m+1) \times c}{2n_2 d_2}, \qquad (3)$$

где f_1, f_2, f_3, f_4 – низкочастотная и высокочастотная границы запрещенных зон с номерами (4m+1), (4m+2), (4m+3), (4m+4) соответственно; c – скорость света; $\beta = \frac{n_1}{n_2} + \frac{n_2}{n_1}$; $m = 0,1,2,\ldots$. Ширина запрещенной зоны рассчитывается как $\Delta f = f_{выс} - f_{низ}$; центр запрещенной зоны $f_{зз} = \frac{f_{выс} + f_{низ}}{2}$; $f_{рз}$ – центр разрешенной зоны.

Для фотонного кристалла, оптические длины которого связаны равенством $n_1 d_1 = 3n_2 d_2$, были получены следующие формулы для параметров зонной структуры:

$$f_1 = \frac{(\arccos(\frac{1-0,5\beta \pm \sqrt{2,25\beta^2-\beta-7}}{3+2,5\beta \mp \sqrt{2,25\beta^2-\beta-7}}) + 2\pi m) \times c}{4\pi n_2 d_2}; \qquad f_2 = \frac{(\arccos(\frac{3+0,5\beta}{-2-\beta}) + 2\pi m) \times c}{4\pi n_2 d_2}; \qquad f_{рз} = \frac{m \times c}{2n_2 d_2},$$

$$f_2^1 = \frac{(-\arccos(\frac{3+0,5\beta}{-2-\beta}) + 2\pi(m+1)) \times c}{4\pi n_2 d_2}; \quad f_3 = \frac{(-\arccos(\frac{1-0,5\beta \mp \sqrt{2,25\beta^2-\beta-7}}{3+2,5\beta \pm \sqrt{2,25\beta^2-\beta-7}}) + 2\pi(m+1)) \times c}{4\pi n_2 d_2}; \qquad (4)$$

где f_1, (f_2 и f_2^1), f_3 – низкочастотная и высокочастотная границы запрещенных зон с номерами (3m+1), (3m+2), (3m+3) соответственно; c – скорость света; $\beta = \frac{n_1}{n_2} + \frac{n_2}{n_1}$; $m = 0,1,2,\ldots$ Ширина запрещенной зоны высчитывается как $\Delta f = f_{выс} - f_{низ}$; центр ЗЗ $f_{зз} = \frac{f_{выс} + f_{низ}}{2}$; $f_{рз}$ – центр ЗЗ. Случай 2-й кратности проверен экспериментально методом непрерывной ТГц спектроскопии (Рис.2.)

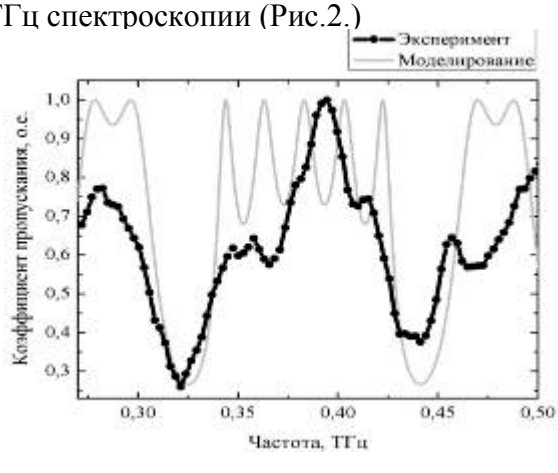


Рис. 2. Зонная структура фотонного кристалла для 2-й кратности полученная экспериментально и смоделированная методом матриц передачи

Таким образом, были получены точные формулы для расчета параметров зонной структуры (ширина запрещенной зоны, границы запрещенной зоны и центр запрещенной зоны) одномерных фотонных кристаллов с кратными оптическими длинами слоев внутри двухслойной элементарной ячейки для случая ТЕ-волны с волновым вектором, перпендикулярным плоскостям слоев фотонного кристалла. Случай 2-й кратности был проверен в эксперименте в диапазоне частот от 0,1 до 1 ТГц.

1. Figotin A., Kuchment P. Band-Gap Structure of Spectra of Periodic Dielectric and Acoustic Media. II. Two-Dimensional Photonic Crystals // SIAM Journal on Applied Mathematics. – 1996. – V. 56. – № 6. - P. 1561–1620.

2. Smolyaninov Igor I., Davis Christopher C. Super-resolution optical microscopy based on photonic crystal materials // Physical review B. – 2005. – V. 72. – P. 085442.

3. Kosaka Hideo, Kawashima Takayuki, Tomita Akihisa. Superprism phenomena in photonic crystals // Physical review B. – 1998. – V. 58. – № 16. – P. 10096–10099.

4. Ozbay E., Michel E. et al. Micromachined millimeter-wave photonic band-gap crystals // Appl. Phys. Lett. – 1994. – V. 64. – № 16. – P. 2059–2061.

5. Jin C., Cheng B., Li Z., Zhang D., Li L.M., Zhang Z.Q. Two dimensional metallic photonic crystal in the THz range // Opt. Commun. – 1999. – V. 166. – № 9. – P. 9-13.

6. Nusinsky Inna and Hardy Amos A. Band-gap analysis of one-dimensional photonic crystals and conditions for gap closing // Physical review B. – 2006. – V. 73. – P. 125104.

7. Басс Ф.Г., Булгаков А.А., Тетервов А.П. Высокочастотные свойства полупроводников со сверхрешетками. – М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1989. – 288 с.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ НЕЛИНЕЙНОЙ ДИНАМИКИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ В СЛОИСТЫХ МЕТАЛЛО-ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ НАНОСТРУКТУРАХ

Маркович Д.Л., Носков Р.Е., Белов П.А.

Национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

В работе приводятся результаты прямого численного моделирования распространения света в планарных металло-диэлектрических наноструктурах. Представлено сравнение теории эффективной среды с моделированием реальной многослойной структуры. Исследована пространственно-временная динамика электромагнитного поля в условиях бистабильного отклика многослойной структуры, вызванного собственной нелинейностью диэлектрических слоёв.

В современной научной литературе активно обсуждается возможность использования явления бистабильности для различных нанофотонных приложений, в частности – для реализации полностью оптических вычислений и обработки информации[1]. Одной из ключевых проблем в этих приложениях является достижение значительного нелинейного отклика при относительно низкой интенсивности входного

сигнала. Различные нелинейные материалы предлагались в прошлом для снижения порогов бистабильности. Традиционно это были структуры с сильным молекулярным нелинейным откликом[2]. Принципиально другой механизм усиления нелинейности может быть реализован в композитных средах. В таких системах для увеличения нелинейности необходимо локализовать тем или иным способом электромагнитное поле внутри нелинейных включений[3]. Одним из примеров таких систем является планарная металло-диэлектрическая наноструктура. Существенной локализации поля в таких структурах можно добиться за счёт использования геометрического резонанса, который обусловлен возбуждением собственных поверхностных осцилляций электронов в металлических слоях. Как показали простые оценки на основе теории эффективной среды[4], налчие собственной нелинейности в диэлектрических либо металлических слоях приводит к гистерезисному типу зависимости компонент тензора эффективной диэлектрической проницаемости от интенсивности среднего поля. Причём пороги области бистабильности оказались на два-три порядка меньше соответсвующего характерного поля нелинейности.

Основной целью данной работы является исследование пространственно-временной динамики электромагнитного поля в планарных металло-диэлектрических наноструктурах, возбуждаемых в режиме бистабильного отклика, посредством прямого численного FDTD-моделирования.

1. V.M. Menon, L.I. Deych, A.A. Lisyansky, *Nature*, 4, p. 345, (2010).
2. D.C. Rodenberger, J.R. Heflin, A.F. Garrto, *Nature*, 359, p. 309 (1992).
3. D.S. Chemla and D.A. Miller, *Opt. Letters*, 11, p. 522, (1986).
4. R.E. Noskov and A.A. Zharov, *Opto-Electron. Rev.*, 14, p. 217 (2006).

ОПЕРАТОР РЕЗОЛЬВЕНТЫ ДЛЯ НЕСТАЦИОНАРНОГО ПЛАЗМЕННОГО ПОЛУПРОСТАНСТВА И ЯВЛЕНИЕ ПЕРЕФОКУСИРОВКИ

А.В. Возианова, С.Ю. Короленко

Национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

Построен оператор резольвенты, зависящий от обобщенного электромагнитного вектора поля для задачи с плоской границей между двумя средами. Проанализированы промежуточные коэффициенты в выражении для резольвенты. Показано, что наличие плоской границы нестационарной плазмы приводит к перефокусировке вторичных волн в случае, когда электромагнитное поле излучается точечным гармоническим источником.

Современное развитие технологий требует исследования электромагнитных нестационарных полей в сложных ограниченных средах[1,2,3,4,5]. При моделировании соответствующих явлений возникает необходимость решения сложных начально-краевых электромагнитных задач с явным учетом зависимости полей от времени, как правило, отличающейся от гармонической[6,7]. Для исследования электромагнитных явлений в сложных средах необходимо учитывать векторную структуру поля. При этом не удается разделить материальные уравнения на независимые электрическую и магнитную составляющие и удобно рассматривать уравнения Максвелла в матричном виде относительно обобщенного электромагнитного вектора поля[8]. Хорошим средством для моделирования электромагнитных процессов в сложных нестационарных структурах является переход от уравнений Максвелла к интегральным уравнением Вольтерра второго

рода[9,10] и последующее его решение. Такое уравнение Вольтерра эквивалентно уравнениям Максвелла и содержит в себе начальные и граничные условия.

В данной работе был получен оператор резольвенты граничной задачи с использованием метода отражения. Рассмотрим плоскую границу между двумя диэлектриками, которая разделяет всё пространство на два полупространства[11]. Предположим, что одно полупространство заполнено диэлектриком с проницаемостью ε, а второе полупространство ионизируется в нулевой момент времени (диэлектрическая проницаемость меняется от ε к ε_1).

Резольвента начальной задачи в неограниченном пространстве в 6-ти мерном представлении была определена в работе[8] и имеет следующий вид:

$$\langle p|R|p'\rangle = \frac{\Delta(p-p')}{p^2+v_1^2k^2}\begin{pmatrix} -\frac{\varepsilon-\varepsilon_1}{\varepsilon_1}(p^2\delta_{ij}+v_1^2k_ik_j) & -\frac{\mu_1-\mu}{\mu}v_1^2ipe_{inj}k_n \\ \frac{\varepsilon-\varepsilon_1}{\varepsilon_1}ipe_{inj}k_n & \frac{\mu_1-\mu}{\mu}v_1^2(k^2\delta_{ij}-k_ik_j) \end{pmatrix}$$

Используя импульсное представление можно найти ядро интегрального уравнения для резольвенты. Выражение для ядра в случае двух диэлектрических полупространств, разделённых границей:

$$\left\langle p\middle|\theta(x)\hat{K}\theta(x')\middle|p'\right\rangle = -\frac{\mu_0\mu}{4\pi}\left\langle p\middle|\theta(x)G\hat{D}\hat{P}\theta(x')\middle|p'\right\rangle =$$

$$= -\mu_0\mu v^2k(2\pi)^2\delta\left(\overrightarrow{k_\perp}-\overrightarrow{k_\perp'}\right)\int_{-i\infty}^{i\infty}\frac{dk_1''}{2\pi}\begin{pmatrix} P_e\left(p^2\delta_{jm}+v^2\xi_j\xi_m\right) & M_mipe_{jnm}\xi_n \\ -P_eipe_{jnm}\xi_n & M_m\left(\xi_j\xi_m-\xi^2\delta_{jm}\right) \end{pmatrix}$$

$$\frac{1}{\left(p^2+v^2k_\perp^2+v^2{k_1''}^2\right)(k_1-k_1''-i0)(-k_1''+k_1'+i0)}$$

где $\xi = (k_1'', \overrightarrow{k_\perp})$

$\hat{P} = \begin{pmatrix} P_e & 0 \\ 0 & M_m \end{pmatrix}\Delta(p-p') -$ оператор среды ;

$\hat{D} = \begin{pmatrix} p\delta_{jm} & ie_{jnm}k_n \\ 0 & 0 \end{pmatrix}\Delta(p-p') -$ оператор дифференцирования;

$\hat{G} = \frac{\Delta(p-p')}{v^{-2}p^2+k^2}\begin{pmatrix} \mu(p\delta_{jm}+\frac{v^2}{p}k_jk_m) & ie_{jnm}k_n \\ -\frac{1}{\mu}ie_{jnm}k_n & \frac{1}{v^2}(p\delta_{jm}+\frac{v^2}{p}k_jk_m) \end{pmatrix}$ - пространственно-временная функция Грина уравнений Максвелла в неограниченном пространстве.

Оператор резольвенты находился в импульсном (Фурье-Лапласа) представлении, исходя из структуры оператора $\hat{K}$ из следующего операторного уравнения:

$$\hat{R} = \hat{K} + \hat{K}\hat{R}$$

Ядро уравнения – оператор $\hat{K}$ – состоит из двух слагаемых, первое из которых совпадает с ядром для безграничной среды (с точностью до множителя $\frac{i}{(k_1-k_1'-i0)}$), а второе слагаемое содержит вклад влияния границы в оператор К:

$$\langle\vec{p}|K|\,\vec{p}'\rangle = \left[\frac{K_1}{p^2+v^2k^2}\frac{i}{k_1-k_1'-i0}+\frac{v}{2\varphi}\frac{K_2}{(\varphi-ivk_1)(\varphi-ivk_1')}\right]\Delta(p_\perp-p_\perp')$$

$K_1 = \begin{pmatrix} -\frac{\varepsilon-\varepsilon_1}{\varepsilon}(v^2Q+p^2I) & \frac{\mu_1-\mu}{\mu_1}v^2ipE \\ \frac{\varepsilon-\varepsilon_1}{\varepsilon}ipE & \frac{\mu_1-\mu}{\mu_1}v^2(k^2I-Q) \end{pmatrix};$

$K_2 = \begin{pmatrix} -\frac{\varepsilon-\varepsilon_1}{\varepsilon}(v^2Q_q+p^2I) & \frac{\mu_1-\mu}{\mu_1}v^2ipE_q \\ \frac{\varepsilon-\varepsilon_1}{\varepsilon}ipE_q & \frac{\mu_1-\mu}{\mu_1}v^2(k^2I-Q_q) \end{pmatrix}$

$Q = \begin{pmatrix} k_1^2 & k_1k_\perp \\ k_1k_\perp^* & \widetilde{k_\perp} \end{pmatrix};\quad Q_q = \begin{pmatrix} q^2 & qk_\perp \\ qk_\perp^* & \widetilde{k_\perp} \end{pmatrix};\quad E = \begin{pmatrix} 0 & \widetilde{k_\perp} \\ \widetilde{k_\perp^*} & -k_1e_{jm} \end{pmatrix};\quad E_q = \begin{pmatrix} 0 & \widetilde{k_\perp} \\ \widetilde{k_\perp^*} & -qe_{jm} \end{pmatrix}$

$k_\perp = (k_2, k_3)$; $k_\perp^* = \begin{pmatrix} k_2 \\ k_3 \end{pmatrix}$; $\widehat{k_1} = \begin{pmatrix} k_2^2 & k_2 k_3 \\ k_3 k_2 & k_3^2 \end{pmatrix}$; $\widetilde{k_\perp} = (-k_3 k_2)$; $\widetilde{k_\perp^*} = \begin{pmatrix} k_3 \\ -k_2 \end{pmatrix}$

$e_{jm} = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix}$; $k_\perp^2 = k_2^2 + k_3^2$; $q = -\frac{i\varphi}{v}$

С помощью полученного оператора резольвенты продемонстрировано, что после скачка плотности плазмы во времени образуются волны с двумя частотами ω и $\Omega = \sqrt{\omega_e^2 + c^2 k^2}$. Волна, с новой частотой Ω сходится в точке симметричной источнику относительно границы возникающей в нулевой момент плазмы, при этом проявление данного эффекта не зависит от расположения источника относительно области нестационарности.

Таким образом, проанализировано преобразование электромагнитного поля, вызванное резким изменением во времени плотности плазмы и рассмотрено изменение поля излучения точечного источника при возникновении нестационарности.

1. F. Capolino, *Metamaterials Handbook: Theory and Phenomena of Metamaterials*, (2009).

2. E. Saenz, I. Semchenko, S. Khakhomov, K. Guven, R. Gonzalo, E. Ozbay, S. Tretyakov, *Electromagnetics,* **28**, pp. 476–493, (2008).

3. I. V. Lindell, A. H. Sihvola, S. A. Tretyakov, A. J. Viitanen, *Electromagnetic waves on chiral and bi-isotropic media*, (1994).

4. A.P. Vinogradov, A.I. Ignatov, A.M. Merzlikin, S.A. Tretyakov, C.R. Simovski, *Optics Express*, **19**, №. 7, pp. 6699-6704, (2011).

5. S. Rikte, I. Aberg, *Wave Motion*, **32,** pp. 25-36 (2000).

6. A.G. Nerukh, *Radio Science*, **30**, №3, pp. 481-491, (1995).

7.R. Nevels, J. Jeong, *IEEE Trans. on Antennas and Propag.*, **52**, pp. 3012-3018, (2004).

8. А.В. Возианова, А.Г Нерух, *Радиотехника. - Харьков: "Коллегиум"*, **149**, с. 5-11. (2007).

9. A.G. Nerukh, Scherbatko, M.Marciniak, *Electromagnetic of modulated media with application to photonics*, (2001).

10. A.G. Nerukh, N.A. Khiznyak, *Publishing House "Test-Radio"*, **280**, (1991).

11. A.G. Nerukh, *Soviet Technical Physics Letters*, **18**, № 6, pp.385-386, (1992).

АНИЗОТРОПИЯ ПОГЛОЩЕНИЯ СВЕТА АНСАМБЛЕМ КОЛЛОИДНЫХ НАНОКРИСТАЛЛОВ СЛОЖНОЙ ФОРМЫ

Мухина М.В., Маслов В.Г., Баранов А.В., Артемьев М.В.*, Федоров А.В.

Национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

*Институт Физико-химических проблем, Белорусский Государственный университет, Минск, Беларусь

Разработана методика создания в полимерной матрице упорядоченных ансамблей CdSe квантовых пластин и CdSe/ZnS квантовых стержней. Исследована спектральная зависимость анизотропии поглощения для ансамблей нанокристаллов двух форм.

Существенное развитие технологий синтеза полупроводниковых коллоидных нанокристаллов позволило контролировать форму, размеры и структуру таких объектов и управлять их оптическими свойствами [1]. Анизотропия формы нанокристалла при

переходе от сферических нанокристаллов (квантовых точек) к вытянутым нанокристаллам (квантовым стержням), тетраподам и более сложным гетероструктурам приводит к возникновению существенной анизотропии оптических свойств [2].

Исследование поглощения электромагнитного излучения полупроводниковыми нанокристаллами позволяет обнаружить фундаментальные особенности проявления квантово-механических эффектов в анизотропных наноструктурах. Вместе с тем, с практической точки зрения анизотропия поглощения и люминесценции существенно расширяет потенциальные области применения нанокристаллов сложной формы по сравнению со сферическими нанокристаллами. Эти наноструктуры могут применяться в электрохромных устройствах, нанотранзисторах, в качестве активных элементов фотовольтаических и оптоэлектронных устройств [3-5]. Для реализации управления анизотропией оптических свойств квантовых пластин и квантовых стержней на практике требуется создать ансамбль нанокристаллов, ориентированных в выделенном направлении.

В настоящей работе были использованы нанокристаллы двух типов: квантовые стержни CdSe/ZnS [6] и квантовые пластины CdSe [7] с 1D и 2D типом конфайнмента, соответственно. Уже при переходе от нульмерной структуры к одномерной (1D тип конфайнмента), т.е. при превращении квантовой точки в квантовый стержень, структура энергетических уровней существенно меняется. Это приводит к изменению поляризации люминесценции нанокристалла от плоской к линейной. Коллоидные полупроводниковые 2D квантовые пластины, пространственное квантование носителей заряда в которых происходит только в одном измерении, представляют собой абсолютно новый материал. Предполагается, что такой объект по своей энергетической структуре должен быть подобен квантовой яме, а существенная анизотропия его формы приводит к возникновению неожиданных анизотропных зависимостей его оптических свойств.

Цель представленной работы заключается в создании условий, обеспечивающих преимущественную ориентацию ансамблей CdSe квантовых пластин и CdSe/ZnS квантовых стержней в полимерной пленке и исследование особенностей проявления анизотропии оптических свойств нанокристаллов при поглощении электромагнитного излучения.

На первом этапе были получены образцы полимерной пленки из поливинилбутираля с добавлением 3.6% пластификатора (дибутилфталата), содержащей квантовые стержни CdSe/ZnS (диаметр ~ 5 нм и длина стержней ~ 35 нм). Образцы полимерной пленки, содержащей квантовые пластины CdSe (поперечный размер 20 нм, толщина 5-7 монослоев полупроводника), были получены аналогичным образом Толщина пленки составила 100 мкм, концентрация нанокристаллов в пленке составляла $C \sim 2 \cdot 10^{-5}$ моль/литр. На полученных с пятидесятикратным увеличением микроизображениях пленок агрегаты отсутствуют, что указывает на однородное распределение нанокристаллов в полимерной структуре.

Подготовленные образцы пленки были растянуты в четыре раза вдоль одного из направлений для создания ориентации всего ансамбля нанокристаллов в образце. Исследование анизотропии поглощения образцов проводилось при облучении образцов неполяризованным светом, а также светом с двумя взаимно перпендикулярными направлениями поляризации (параллельным и перпендикулярным направлению ориентации нанокристаллов в пленке). Спектры поглощения регистрировались для двух взаимно перпендикулярных положений образца. Это позволило исключить влияние аппаратурных эффектов, связанных с частичной поляризацией излучения, проходящего через монохроматор.

Анизотропия поглощения оценивалась по степени наблюдаемого дихроизма $P=(D_{\parallel}-D_{\perp})/(D_{\parallel}+D_{\perp})$, где $D_{\parallel}$ и $D_{\perp}$ - оптические плотности, зарегистрированные при облучении светом, поляризованным параллельно и перпендикулярно направлению ориентации нанокристаллов в образце, соответственно. Данные, полученные для квантовых стержней,

указывают на различную степень дихроизма в области для трех первых электронных переходов. Рассчитанная на основе экспериментальных данных степень дихроизма в области первого электронного перехода максимальна и составляет, в среднем, 27-29 %. В области второго электронного перехода зарегистрированная степень дихроизма меньше в 1.4 раза, в области третьего перехода – в 1.5 раза.

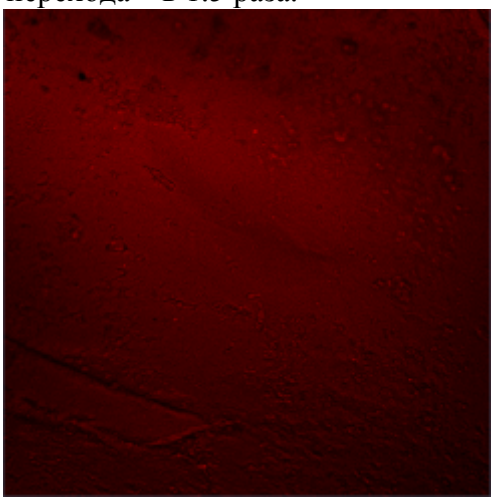


Рисунок 1. Конфокальное люминесцентное изображение полимерной пленки с внедренными в полимер квантовыми стержнями CdSe/ZnS. Длины волн возбуждения и регистрации 405 и 645 нм, соответственно. Для получения изображения использовался 50-кратный объектив.

Для квантовых пластин получен принципиально другой вид зависимости $P(\lambda)$. Значение степени дихроизма практически постоянно для всей области поглощения нанокристаллов, выделить различные по энергии переходы невозможно. Рассчитанная на основе экспериментальных данных усредненная степень дихроизма составляет, в среднем, 18-20 %.

Результатом проведенной работы стало получение образцов полимерных пленок с высокой концентрацией нанокристаллов. В полученных пленках отсутствовали нанокристаллические агрегаты, что позволило получить высокие значения степени дихроизма для образцов пленок, растянутых в четыре раза вдоль одного из направлений. Рассчитанные спектральные зависимости дихроизма для упорядоченных ансамблей квантовых наностержней и квантовых пластин указывает на наличие существенных различий в анизотропии двух типов нанокристаллов. Величина дихроизма, полученная для квантовых стержней, оказывается спектрально зависимой и уменьшается с увеличением энергии перехода. В то же время, значение дихроизма для квантовых пластин не зависит от энергии перехода.

1. Peng, X.; Manna, L.; Yang, W.; Wickham, J.; Scher, E.; Kadavanich, A. & Alivisatos, A. *Nature*, 2000, **404**, pp.59-61.
2. Hu, J.; Li, L.-S.; Weidong, Y.; Manna, L.; Wang, L.-W. & Alivasatos, A. P. *Science*, 2001, **292**, pp.2060-2063.
3. Baker, J.; Widmer-Cooper, A.; Toney, M.; Geissler, P. & Alivisatos, A. *Nano Lett.*, 2010, **10**, pp.195-201.
4. Wu, K.-J.; Chu, K.-C.; Chao, C.-Y.; Chen, Y.-F.; Lai, C.-W.; Kang, C.-C.; Chen, C.-Y. & Chou, P.-T. *Nano Lett.*, 2007, **7**, pp.1908-1913.
5. Reiss, P.; Couderc, E.; De Girolamo, J. & Pron, A. *Nanoscale*, 2011, **3**, pp.446–489.
6. Artemyev, M.; Moller, B. & Woggon, U. *Nano Lett.*, 2003, **3(4)**, pp.509-512.
7. Ithurria S., Bousquet G., Dubertret B., *J. Am. Chem. Soc.* 2011, **133**, pp.3070–3077

СОДЕРЖАНИЕ

ОПТИКА-2013 ***3***

ФИЗИЧЕСКАЯ ОПТИКА И СПЕКТРОСКОПИЯ 3

УСТНЫЕ ДОКЛАДЫ 3

ВЛИЯНИЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ВЫСОКОЙ ИНТЕНСИВНОСТИ НА СПЕКТРАЛЬНЫЕ СВОЙСТВА ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК Кривенков В.А.*, Соловьева Д.О.*, Линьков П.А.*, Набиев И.Р.*, **, Чистяков А.А.* 3

ФОТОНИКА МОЛЕКУЛ ЦИАНИНОВЫХ КРАСИТЕЛЕЙ В БЛИЖНЕМ ПОЛЕ РЕЗОНАНСНО ВОЗБУЖДАЕМЫХ ПЛАЗМОННЫХ НАНОСТРУКТУР Торопов Н.А., Вартанян Т.А., Калитеевская Е.Н., Леонов Н.Б. 5

ГИБРИДНЫЕ СТРУКТУРЫ НА ОСНОВЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК В ПОЛИМЕРНОЙ МАТРИЦЕ: ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ И ФОТОВОЛЬТАИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА Дайнеко С.В.[1], Мартынов И.Л.[1], Чистяков А.А.[1], Самохвалов П.С.[1], Тамеев А.Р.[2], Ракович Ю.П.[3], Набиев И.Р.[1,4] 7

ИССЛЕДОВАНИЕ ВИДИМОЙ И ИНФРАКРАСНОЙ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ КРЕМНИЕВЫХ НАНОСТРУКТУР Гончар К.А., Маршов В.С., Осминкина Л.А., Сиваков В.*, Тимошенко В.Ю. 8

ПОПЕРЕЧНАЯ ДИНАМИКА ОБЫКНОВЕННО-НЕОБЫКНОВЕННЫХ ИМПУЛЬСОВ В ОДНООСНЫХ КРИСТАЛЛАХ В.А. Халяпин 9

IN SITU ЗОНДИРОВАНИЕ МОРФОЛОГИИ ОРГАНИЧЕСКИХ ФОТОЭЛЕМЕНТОВ С РАЗЛИЧНЫМИ ФУЛЛЕРЕНАМИ МЕТОДОМ СПЕКТРОСКОПИИ КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ А.А. Маннанов*, В.В. Бруевич, В.А. Труханов, Д.Ю. Паращук 11

ВЛИЯНИЕ АДСОРБЦИИ МОЛЕКУЛ КИСЛОРОДА НА ОПТОЭЛЕКТРОННЫЕ СВОЙСТВА КРЕМНИЕВЫХ НАНОНИТЕЙ Георгобиани В.А., Маршов В.С., Осминкина Л.А., Тимошенко В.Ю. 14

РАССЕЯНИЕ МИ НА ЦИЛИНДРАХ ПОРОЖДАЕТ КАСКАДЫ РЕЗОНАНСОВ ФАНО Синев И.С.[1,2], Рыбин М.В.[1,2], Семушкина Е.А.[3], Кившарь Ю.С.[1,4], Лимонов М.Ф.[1,2] 15

ФОТОСТИМУЛИРОВАННАЯ ПЕРЕОРИЕНТАЦИЯ МОЛЕКУЛ В СЛОЯХ ТРИКАРБОЦИАНИНОВОГО КРАСИТЕЛЯ Старовойтов А.А., Калитеевская Е.Н., Крутякова В.П., Разумова Т.К. 18

СПЕКТРОСКОПИЯ КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ ДИНАМИКИ МОЛЕКУЛЯРНОГО ПОРЯДКА ПОЛИМЕРНЫХ ФОТОЭЛЕМЕНТОВ Фельдман Е.В., Бруевич В.В., Маннанов А.А., Паращук Д.Ю. 19

ВЛИЯНИЕ ПАРАМЕТРОВ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ЭФФЕКТИВНОСТЬ ИОНИЗАЦИИ НИТРОАРОМАТИЧЕСКИХ СОЕДИНЕНИЙ НА ПОВЕРХНОСТИ ПОРИСТОГО КРЕМНИЯ Довженко Д.С., Кузищин Ю.А., Мартынов И.Л., Сипайло И.П., Чистяков А.А. 21

СПЕКТРАЛЬНО-ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА НАНОКРИСТАЛЛОВ ГАЛОГЕНИДОВ МЕДИ В КАЛИЕВОАЛЮМОБОРАТНОЙ СТЕКЛООБРАЗНОЙ МАТРИЦЕ Ширшнев П.С., Бабкина А.Н., Голубков В.В.*, Никоноров Н.В., Сидоров А.И., Цехомский В.А. 23

ОСОБЕННОСТИ СПЕКТРОВ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ АЗОТНО-ВАКАНСИОННЫХ ЦЕНТРОВ ОКРАСКИ В КРИСТАЛЛАХ АЛМАЗА Дмитриев А.К., Вершовский А.К. 26

РЕНТГЕНОВСКАЯ ПРЕЛОМЛЯЮЩАЯ ОПТИКА: СОСТОЯНИЕ И ПЕРСПЕКТИВЫ Петров П.В., Мудрецов И.Л., Яскевич Ю.Р., Кольчевский Н.Н. 28

ЭЛЛИПСОМЕТРИЧЕСКАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ОПАЛОПОДОБНЫХ ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛОВ В УСЛОВИЯХ РЕЗОНАНСНОЙ БРЭГГОВСКОЙ ДИФРАКЦИИ Уклеев Т.А.[1,2], Гуревич А.С.[1,2], Шевченко Н.Н.[3], Меньшикова А.Ю.[3], Селькин А.В.[1,2] 31

РАЗРЕШАЮЩАЯ СПОСОБНОСТЬ ПРЕЛОМЛЯЮЩИХ РЕНТГЕНОВСКИХ ЛИНЗ Мудрецов И.Л., Яскевич Ю.Р., Кравченко О.И., Сорока И.И., Чембровский А.Г., Колесник А.С., Петров П.В., Кольчевский Н.Н. 33

ОЦЕНКА ДЛИНЫ ЦУГА И ВРЕМЕНИ ИЗЛУЧЕНИЯ ФОТОНА ПО ДАННЫМ ОПЫТОВ ВИНЕРА Шварцвальд А.И. 35

АНТИЗЕРКАЛЬНОЕ ОТРАЖЕНИЕ В БРЭГГОВСКОМ ВОЛНОВОДЕ Шапочкин П.Ю., Капитонов Ю.В., Козлов Г.Г. 37

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВЕРОЯТНОСТЕЙ СПОНТАННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ И КОЭФФИЦИЕНТОВ СТОЛКНОВИТЕЛЬНОГО САМОУШИРЕНИЯ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ МОЛЕКУЛЫ CO_2 [1]О.Н. Крапивная, [1]В.В. Клубович, [1]К.И. Аршинов, [2]В.В. Невдах..... 39

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕМЕНТНОГО СОСТАВА МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ОБРАЗЦОВ МЕТОДОМ ДИСТАНЦИОННОЙ ФЕМТОСЕКУНДНОЙ ЛАЗЕРНОЙ ИСКРОВОЙ ЭМИССИОННОЙ СПЕКТРОСКОПИИ Ливенцов Р.А. *, Лебедев В.Ф. *,**, Ковалевич Т.Н. ***, Давтян А.С. ***,41

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРЕДВЕСТНИКОВ ОПТИЧЕСКОГО УЛЬТРАКОРТКОГО ИМПУЛЬСА Козлова Е.С..... 43

ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ДВУХ КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛАСТИНОК Куликова Г. В., Пикуль О. Ю..... 46

ЛАЗЕРНО-ИСКРОВАЯ ЭМИССИОННАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ЖИДКОСТЕЙ Макарчук П.С.*, Лебедев В.Ф.*,**, Погода А.П.*, ** 47

ОСОБЕННОСТИ РЕЖИМА ПАССИВНОЙ МОДУЛЯЦИИ ДОБРОТНОСТИ ИМПУЛЬСНОГО ТВЕРДОТЕЛЬНОГО ГОЛОГРАФИЧЕСКОГО ЛАЗЕРА Погода А.П., Лебедев В.Ф. 50

ДВУМЕРНАЯ ОПТИЧЕСКАЯ ПАТОКА ДЛЯ КОЛЛИМАЦИИ ПУЧКА АТОМОВ ТУЛИЯ. Калганова Е.С.*, Вишнякова Г.А.*, Сукачев Д.Д.**, Соколов А.В.**, Акимов А.В.**, Колачевский Н.Н.**, Сорокин В.Н.**..... 53

СТЕНДОВЫЕ ДОКЛАДЫ 55

ОПИСАНИЕ СИЛ ЛИНИЙ АБСОРБЦИОННЫХ ПЕРЕХОДОВ ИОНА ЕВРОПИЯ В ФЛЮОРИДНЫХ СТЕКЛАХ Бельчикова В.А., Дунина Е.Б., Корниенко А.А. 55

ВЫСОКОТОЧНЫЙ РАСЧЕТ ЭНЕРГИИ АТОМОВ И ИОНОВ В РАМКАХ МЕТОДА ХАРТРИ–ФОКА–РУТАНА Малыханов Ю.Б., Горшунов М.В., Еремкин И.Н.* 57

ОПИСАНИЕ ШТАРКОВСКОЙ СТРУКТУРЫ МУЛЬТИПЛЕТОВ ИОНА Pr^{3+} В КРИСТАЛЛЕ $CsCdBr_3$ Фомичева Л.А., Корниенко А.А.*, Дунина Е.Б.* 59

ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ КЕРАМИКИ ZnS-Mn Кучакова И. Ю., Дегода В. Я. 61

УЧЕТ В КИНЕТИКЕ КРОСС-АННИГИЛЯЦИОННОЙ ЗАМЕДЛЕННОЙ ФЛУОРЕСЦЕНЦИИ ДЕСОРБЦИИ МОЛЕКУЛ КИСЛОРОДА В СФЕРИЧЕСКОЙ ПОРЕ Дмитриев А.Д., Стругова Д.В., Чмерева Т.М., Кучеренко М.Г. 62

НЕЛИНЕЙНЫЕ ПОЛЯРИЗАЦИОННО-МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ И ВОЗМОЖНЫЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ Егоров А.А., Ушаков И. И. 65

ФОТО- И ЭЛЕКТРОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ КОЛЛОИДНЫХ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК В ОРГАНИЧЕСКИХ МАТРИЦАХ СВЕТОДИОДОВ Ващенко А.А., Витухновский А.Г., Коржонов Д.А., Тананаев П.Н.* 66

ДИНАМИКА ТЕРМОДИФФУЗИОННОГО ОТКЛИКА В ДВУХКОМПОНЕНТНЫХ ЖИДКОФАЗНЫХ СРЕДАХ Иванов В.И., Иванова Г.Д., Хе В.К. 69

СПЕКТРЫ КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА МОНОКРИСТАЛЛОВ НИОБАТА ЛИТИЯ ПРИ ВОЗБУЖДЕНИИ В УЛЬТРАФИОЛЕТОВОЙ, ВИДИМОЙ И БЛИЖНЕЙ ИНФРАКРАСНОЙ ОБЛАСТЯХ Яничев А.А., Габаин А.А., Сидоров Н.В., Палатников М.Н., Сюй А.В.*, Гапонов А.Ю.* 71

МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ АНИЗОТРОПИИ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ СИСТЕМ Бибикова Э.А.*,**, Кундикова Н.Д.*,** 72

ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫЕ ЯВЛЕНИЯ В СИСТЕМЕ ИЗ ДВУХ ОПТИЧЕСКИХ КОМПОНЕНТОВ Пикуль О.Ю., Коваленко Л.Л. 74

ПРЕЛОМЛЕНИЕ ПЛОСКОЙ *S* - ПОЛЯРИЗОВАННОЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ НА ВЫХОДЕ ИЗ СРЕДЫ, СОСТОЯЩЕЙ ИЗ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ И МАГНИТНЫХ ДИПОЛЕЙ Авербух И.Б., Авербух Б.Б. 75

ИНТЕРФЕРЕНЦИОННАЯ ПРИРОДА ПРИНЦИПА ФЕРМА Авербух И.Б., Авербух Б.Б. 77

ВОЗМОЖНОСТЬ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ МОДОВОГО СОСТАВА ИЗЛУЧЕНИЯ ОПТИЧЕСКОГО ВОЛОКНА ДЛЯ ПЕРЕДАЧИ ИНФОРМАЦИИ ЧЕРЕЗ МНОГОМОДОВОЕ ОПТИЧЕСКОЕ ВОЛОКНО Комарова М.А., Большаков М.В., Кундикова Н.Д*, Полунин М.А. 80

ФОРМИРОВАНИЕ МОДОВОГО ПОЛЯ В МАЛОМОДОВОМ ОПТИЧЕСКОМ ВОЛОКНЕ Н.И. Карижская, Т.С. Краснощекова, И.Н. Смеликова, О.В. Скоблецкая 82

НЕЛИНЕЙНАЯ И КОГЕРЕНТНАЯ ОПТИКА 87

УСТНЫЕ ДОКЛАДЫ 87

КОМБИНАЦИОННОЕ РАССЕЯНИЕ СВЕТА И НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ В АНСАМБЛЯХ КРЕМНИЕВЫХ НАНОНИТЕЙ Буньков К.В. 87

ПОЛЯРИЗАЦИОННОЕ ЧЕТЫРЕХВОЛНОВОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ В РАСТВОРЕ КРАСИТЕЛЯ РОДАМИН 6Ж Горбач Д.В., Назаров С.А., Романов О.Г., Толстик А.Л. 90

ЦИФРОВАЯ ГОЛОГРАФИЧЕСКАЯ МИКРОСКОПИЯ В РЕЖИМЕ ВНЕОСЕВОЙ ГОЛОГРАФИИ С ПРОСТРАНСТВЕННО ЧАСТИЧНО КОГЕРЕНТНЫМ ОСВЕЩЕНИЕМ Гребенюк А.А., Тараканчикова Я.В., Рябухо В.П. 92

НЕЛИНЕЙНЫЕ СУБМИКРОННЫЕ ВОЛНОВОДНЫЕ СТРУКТУРЫ ИЗ ХАЛЬКОГЕНИДНОГО СТЕКЛА Борисов Е.В., Романова Е.А. 94

РАЗЛИЧИЕ ФИЗИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ НЕЛИНЕЙНЫХ ЭФФЕКТОВ В СТЕКЛАХ С МЕТАЛЛИЧЕСКИМИ НАНОЧАСТИЦАМИ ЗОЛОТА, ПОЛУПРОВОДНИКОВЫМИ НАНОЧАСТИЦАМИ ХЛОРИДА МЕДИ Ким А.А., Никоноров Н.В., Сидоров А.И. 97

ЧИСЛЕННЫЙ РАСЧЁТ ХАРАКТЕРИСТИК ПЛАЗМЕННЫХ КАНАЛОВ ПРИ ФОКУСИРОВКЕ ИНФРАКРАСНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ВОЗДУХЕ В УСЛОВИЯХ ФИЛАМЕНТАЦИИ Васильев Е.В., Дергачёв А.А. 98

ЯВЛЕНИЕ САМОЗАХВАТА В ДИНАМИКЕ ЭКСИТОН-ПОЛЯРИТОНОВ Васильева О.Ф., Денисов С.С. 100

ФЕМТОСЕКУНДНАЯ ФИЛАМЕНТАЦИЯ БЕССЕЛЬ-ГАУССОВЫХ ПУЧКОВ В УСЛОВИЯХ АНОМАЛЬНОЙ ДИСПЕРСИИ ГРУППОВОЙ СКОРОСТИ. Докукина А.Е., Сметанина Е.О., Компанец В.О. 103

ДИНАМИКА РЕЛАКСАЦИОННЫХ ПРОЦЕССОВ В ФОТОРЕФРАКТИВНЫХ КРИСТАЛЛАХ $Bi_{12}TiO_{20}$ И $Bi_{12}SiO_{20}$ 106

КОЛЛИМАЦИЯ И ФОКУСИРОВКА ОДНОПЕРИОДНЫХ ОПТИЧЕСКИХ ВОЛН Дроздов А.А., Пузырев Д.Н. 109

ОСОБЕННОСТИ ДИНАМИКИ ЦЕНТРА МАСС И ЭВОЛЮЦИИ ДЛИТЕЛЬНОСТИ ОДНОПЕРИОДНЫХ ИМПУЛЬСОВ В ДИСПЕРСИОННЫХ ОПТИЧЕСКИХ СРЕДАХ Капойко Ю. А. 111

НЕЛИНЕЙНЫЙ ИНТЕРФЕРОМЕТР ФАБРИ-ПЕРО В ПОЛЕ ИМПУЛЬСОВ ИЗ МАЛОГО ЧИСЛА КОЛЕБАНИЙ Буяновская Е.М., Крышковец Е.В. 114

СТЕНДОВЫЕ ДОКЛАДЫ 116

ГЕНЕРАЦИЯ УЗКОПОЛОСНЫХ ОДНОФОТОННЫХ ИМПУЛЬСОВ С УПРАВЛЯЕМОЙ ВРЕМЕННОЙ ФОРМОЙ В РЕЖИМЕ СПОНТАННОГО ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО РАССЕЯНИЯ Акатьев Д.О.**, Калачев А.А.*,**, Калинкин А.А.*, Латыпов И.З.*, Самарцев В.В.*,**, Шкаликов А.В.* 116

ВОСПРОИЗВЕДЕНИЕ ИНФОРМАЦИИ В ОТКЛИКАХ СТИМУЛИРОВАННОГО ФОТОННОГО ЭХА В ТРЕХУРОВНЕВОЙ СИСТЕМЕ ПРИ ЕЕ РАЗЛИЧНОЙ КОДИРОВКЕ Гарнаева Г.И., Нефедьев Л.А. 117

ЗАПИРАНИЕ ОТКЛИКА СТИМУЛИРОВАННОГО ФОТОННОГО ЭХА В ТРЕХУРОВНЕВЫХ СИСТЕМАХ ВНЕШНИМИ ПРОСТРАНСТВЕННО НЕОДНОРОДНЫМИ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМИ ПОЛЯМИ Нефедьев Л.А., Низамова Э.И. 120

ЭФФЕКТ «ЗАПИРАНИЯ» СИГНАЛОВ СТИМУЛИРОВАННОГО ФОТОННОГО ЭХА ПРИ НАЛИЧИИ ИМПУЛЬСОВ ВНЕШНИХ НЕРЕЗОНАНСНЫХ СТОЯЧИХ ВОЛН Ахмедшина Е.Н., Нефедьев Л.А., Гарнаева Г.И. 124

ЭФФЕКТ «ЗАПИРАНИЯ» ИНФОРМАЦИИ В ТРЕХУРОВНЕВОЙ СИСТЕМЕ ПРИ ИСПОЛЬЗОВАНИИ СТИМУЛИРОВАННОГО ФОТОННОГО ЭХА Хакимзянова Э.И., Нефедьев Л.А., Гарнаева Г.И. 126

УПРАВЛЕНИЕ ДИФРАКЦИОННЫМИ ХАРАКТЕРИСТИКАМИ ФОТОННЫХ ФПМ-ЖК-СТРУКТУР ПРОСТРАНСТВЕННО НЕОДНОРОДНЫМ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ПОЛЕМ А.О. Семкин, С.Н. Шарангович 129

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ СФЕРИЧЕСКИХ АБЕРРАЦИЙ НА ФИЛАМЕНТАЦИЮ ФЕМТОСЕКУНДНЫХ ИМПУЛЬСОВ А.А. Ионин*, Н.Г. Ирошников**,***, А.В. Ларичев**,***, Д.В. Мокроусова*,****, Л.В. Селезнев*, Д.В. Синицин*, Е.С. Сунчугашева*,**** 132

ВЛИЯНИЕ ШИРИНЫ СПЕКТРА НА СПЕКЛ-СТРУКТУРУ СТЕПЕНИ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ КОГЕРЕНТНОСТИ ДИСПЕРГИРОВАННЫХ ЛАЗЕРНЫХ ПУЧКОВ Бушмелева А.Н., Вохник О.М. 134

ОПТИЧЕСКАЯ НУТАЦИЯ В ЭКСИТОННОЙ ОБЛАСТИ СПЕКТРА В.В.Васильев. 136

ОТРАЖЕНИЕ ОПТИЧЕСКИХ ИМПУЛЬСОВ ОТ ИНДУЦИРОВАННОЙ РЕШЕТКИ, ДВИЖУЩЕЙСЯ СО СВЕТОВОЙ СКОРОСТЬЮ Войтова Т.А., Сухоруков А.П. 137

ОЦЕНКА ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ В КРИСТАЛЛАХ НИОБАТА ЛИТИЯ ПО ИНДИКАТРИСЕ ФОТОИНДУЦИРОВАННОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА Сюй А.В., Гапонов А.Ю., Сидоров Н.В.*, Палатников М.Н.*, Антонычева Е.А., Штарев Д.С. 139

МЕТОДЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ СОСТАВА КРИСТАЛЛОВ НИОБАТА ЛИТИЯ Литвинова В.А., Литвинова М.Н. 140

ФРАКТАЛЬНЫЙ АНАЛИЗ КАРТИН ФОТОРЕФРАКТИВНОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА В МОНОКРИСТАЛЛАХ НИОБАТА ЛИТИЯ Мануковская Д.В., Сидоров Н.В., Палатников М.Н., Сюй А.В.*, Гапонов А.Ю.* 142

ГЕНЕРАЦИЯ ВТОРОЙ ГАРМОНИКИ В ОДНОМЕРНОМ ФОТОННОМ КРИСТАЛЛЕ ИЗГОТОВЛЕННОГО ИЗ ИЗОТРОПНОГО МАТЕРИАЛА Герасимов А.М.*, Кундикова Н.Д.*,**, Микляев Ю.В.*,**, Пихуля Д.Г. *,**, Терпугов М.В.* 143

ОСОБЕННОСТИ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ШИРОКОПОЛОСНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В КРИСТАЛЛАХ НИОБАТА ЛИТИЯ РАЗЛИЧНОГО СОСТАВА Сюй А.В., Литвинова М.Н., Криштоп В.В., Сидоров Н.В.*, Палатников М.Н.* 146

ЭЛЕКТРОСТРИКЦИОННЫЙ МЕХАНИЗМ САМОВОЗДЕЙСТВИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ В ЖИДКОСТИ С НАНОЧАСТИЦАМИ Криштоп В.В., Костина Г.В., Ливашвили А.И., Лиховодова Т.Б., Якунина М.И. 147

ИЗМЕНЕНИЯ В СПЕКТРАХ ОПТИЧЕСКОГО ПОГЛОЩЕНИЯ В КРИСТАЛЛАХ $Bi_{12}SiO_{20}$, НАВЕДЕННЫЕ ИМПУЛЬСНЫМ ИК ИЗЛУЧЕНИЕМ И ОТЖИГОМ В ВОЗДУШНОЙ АТМОСФЕРЕ Худякова Е.С., Кистенева М.Г., Шандаров С.М., Корниенко Т.А.*, Толстик А.Л.*, Каргин Ю.Ф.** 149

ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАВИСИМОСТИ ВРЕМЕНИ КОГЕРЕНТНОСТИ СПЕКТРАЛЬНОГО СУПЕРКОНТИНУУМА ОТ ПАРАМЕТРОВ ИСХОДНОГО ИМПУЛЬСА Мельник М.В., Цыпкин А.Н. 151

ДИНАМИКА ФОТОННОГО И СТИМУЛИРОВАННОГО ЭХА В ТОНКОМ СЛОЕ Магсумов И.Р., Маликов Р.Ф. 153

РАЗРАБОТКА ГИБРИДНОЙ ПОЛНОСТЬЮ ВОЛОКОННОЙ ЭРБИЙ-ТУЛИЕВОЙ ЛАЗЕРНОЙ СИСТЕМЫ ДЛЯ ГЕНЕРАЦИИ ФЕМТОСЕКУНДНЫХ ИМПУЛЬСОВ В 2 МКМ ДИАПАЗОНЕ ДЛИН ВОЛН Коптев М.Ю., Анашкина Е.А., Андрианов А.В., Ким А.В. 157

ФИЗИКА ЛАЗЕРОВ И ЛАЗЕРНЫЕ ТЕХНОЛОГИИ 160

УСТНЫЕ ДОКЛАДЫ 160

МНОГОЛУЧЕВАЯ ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ В МИКРОЧИП-ЛАЗЕРЕ С ВНУТРИРЕЗОНАТОРНОЙ ГЕНЕРАЦИЕЙ ВТОРОЙ ГАРМОНИКИ Керопян М.И.* 160

ИССЛЕДОВАНИЕ ЛАЗЕРНОЙ ДЕСОРБЦИИ НИТРОАРОМАТИЧЕСКИХ МОЛЕКУЛ С ПОМОЩЬЮ СПЕКТРОМЕТРА ПРИРАЩЕНИЯ ИОННОЙ ПОДВИЖНОСТИ А. Э. Акмалов, Г. Е. Котковский, А. В. Сычев, А. А. Чистяков 163

РЕГУЛЯРНАЯ НЕЛИНЕЙНАЯ ДИНАМИКА В ВИДЕ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТИ ПРЯМОУГОЛЬНЫХ ИМПУЛЬСОВ В ЛАЗЕРЕ С УПРАВЛЕНИЕМ ДВУМЯ ОТРИЦАТЕЛЬНЫМИ ОБРАТНЫМИ СВЯЗЯМИ М.В. Горбунков, Ю.Я. Маслова, Ю.В. Шабалин 165

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ ПРОДОЛЬНОЙ НАКАЧКИ В ГРАДИЕНТНОМ ЛАЗЕРНОМ КРИСТАЛЛЕ Налбантов Н., Строганова Е.В., Галуцкий В.В... 168

ЛИДАР ДЛЯ АЭРОПОИСКА НЕФТЕГАЗОВЫХ МЕСТОРОЖДЕНИЙ Кащеев С.В., Беспалов В.Г., Богословский С.А*, Елизаров В.В., Жевлаков А.П., Ильинский А.А.*, Макаров Е. А..... 170

ЛАЗЕРНО-ОПТИЧЕСКАЯ СИСТЕМА ДЛЯ ДИСТАНЦИОННОЙ ПОДВОДНОЙ РАЗВЕДКИ И МОНИТОРИНГА МЕСТОРОЖДЕНИЙ УГЛЕВОДОРОДОВ. Петров Н.В., Макаров Е.А., Налегаев С.С., Беспалов В.Г., Жевлаков А.П.*, Солдатов Ю.И.* 171

СТЕНДОВЫЕ ДОКЛАДЫ 174

НЕЛИНЕЙНАЯ ДИНАМИКА ТВЕРДОТЕЛЬНОГО ЛАЗЕРА С ГАРМОНИЧЕСКОЙ МОДУЛЯЦИЕЙ ПОТЕРЬ И УПРАВЛЕНИЕМ КОМБИНАЦИЕЙ ПОЛОЖИТЕЛЬНОЙ И ОТРИЦАТЕЛЬНОЙ ОБРАТНЫХ СВЯЗЕЙ А.В. Виноградов, М.В. Горбунков, Ю.Я. Маслова, В.А. Петухов, М.А. Семенов, Ю.В. Шабалин..... 174

РАСЧЁТ ЛАЗЕРНОГО ОКИСЛЕНИЯ ТОНКИХ ПЛЁНОК ТИТАНА Синев Д.А., Вейко В.П., Шахно Е.А., Кулажкин А.М. 177

ИССЛЕДОВАНИЕ ГЕНЕРАЦИОННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК РАСТВОРОВ ОКСАЗИНОВЫХ КРАСИТЕЛЕЙ Аймуханов А.К., Ибраев Н.Х., Зейниденов А.К. 178

ЛАЗЕРНО-ИНДУЦИРОВАННОЕ ФОРМИРОВАНИЕ НАНОКЛАСТЕРОВ СЕРЕБРА В СТЕКЛАХ СИСТЕМЫ Ag_2O - P_2O_5 А. Васильева, Е. Кошевая, А. А. Маньшина, И.А. Соколов..... 180

ОПТИЧЕСКАЯ ИНФОРМАТИКА..... 182

УСТНЫЕ ДОКЛАДЫ 182

СЖАТИЕ В СХЕМАХ МНОГОМОДОВОЙ КВАНТОВОЙ ПАМЯТИ Тихонов К.С., Самбурская К.С., Голубева Т.Ю., Голубев Ю.М..... 182

РЕАЛИЗАЦИЯ МУЛЬТИПЛЕКСИРОВАНИЯ В СИСТЕМЕ КВАНТОВОЙ КРИПТОГРАФИИ НА БОКОВЫХ ЧАСТОТАХ В.В. Чистяков*, Д.Н. Вавулин*, А.В. Глейм*, В.И. Егоров*, А.А. Анисимов**, А.В. Рупасов* 183

РАЗРАБОТКА И ИССЛЕДОВАНИЕ МАТЕМАТИЧЕСКИХ МОДЕЛЕЙ, АЛГОРИТМОВ И МЕТОДОВ АНАЛИЗА ПРОЕКТНЫХ РЕШЕНИЙ ДЛЯ СИСТЕМ ДИСТАНЦИОННОГО ЗОНДИРОВАНИЯ ПОВЕРХНОСТИ ЗЕМЛИ Денисов А.В. 184

АЛГОРИТМЫ ОБРАБОТКИ ИНФОРМАЦИИ В СИСТЕМАХ ТЕХНИЧЕСКОГО ЗРЕНИЯ ПРОМЫШЛЕННЫХ РОБОТОВ Нгуен К.М., Чан Т.Х. 187

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРЕЛОМЛЯЮЩЕЙ РЕНТГЕНОВСКОЙ ЛИНЗЫ НА СУПЕРКОМПЬЮТЕРЕ СКИФ-БГУ Яскевич Ю.Р., Кравченко О.И., Сорока И.И., Чембровский А.Г., Мудрецов И.Л., Колесник А.С., Серикова Н.В., Петров П.В., Кольчевский Н.Н. 189

УЛУЧШЕНИЕ КАЧЕСТВА ЧИСЛЕННО ВОССТАНОВЛЕННЫХ ИЗОБРАЖЕНИЙ С ЦИФРОВЫХ ГОЛОГРАММ ФРЕНЕЛЯ ПОДАВЛЕНИЕМ НЕЖЕЛАТЕЛЬНЫХ ПОРЯДКОВ ДИФРАКЦИИ Поршнева Л.А., Черёмхин П.А. 191

СВЕРХБЫСТРАЯ ПЕРЕДАЧА ИНФОРМАЦИИ ПО ОДНОМОДОВОМУ ОПТИЧЕСКОМУ ВОЛОКНУ ПАРОЙ ИНТЕРФЕРИРУЮЩИХ ИМПУЛЬСОВ СО СВЕРХШИРОКИМ СПЕКТРОМ Цыпкин А.Н., Материкина Д.В. 194

СТЕНДОВЫЕ ДОКЛАДЫ 196

ИЗМЕНЕНИЕ ПЛОТНОСТИ ПОТОКА ИНФОРМАЦИИ В ОПТИЧЕСКОМ ЭХО-ПРОЦЕССОРЕ В ТРЕХУРОВНЕВОЙ СИСТЕМЕ Нефедьев Л.А., Сахбиева А.Р. 196

ВЛИЯНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИИ ЛАЗЕРНОГО ПУЧКА С ФАЗОВОЙ СИНГУЛЯРНОСТЬЮ НА РАСПРЕДЕЛЕНИЕ В ФОКУСЕ ВЫСОКОАПЕРТУРНОГО АКСИКОНА Савельев Д.А., Хонина С.Н.* 198

ИЗГОТОВЛЕНИЕ ГОЛОГРАФИЧЕСКИХ ФИЛЬТРОВ ДЛЯ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ В СХЕМАХ ДИСПЕРСИОННЫХ КОРРЕЛЯТОРОВ Молодцов Д.Ю. 201

РАЗРАБОТКА ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКОГО ДИНАМИЧЕСКОГО ЗАПОМИНАЮЩЕГО УСТРОЙСТВА С ПЕРИОДИЧЕСКОЙ РЕГЕНЕРАЦИЕЙ ИНФОРМАЦИОННОГО ПОТОКА Хлебородов Н.Р. 204

ПОВЫШЕНИЕ ТОЧНОСТИ МОДУЛЯЦИИ ФАЗЫ В ЖК ПВМС HOLOEYE PLUTO VIS Бондарева А.П., Краснов В.В., Черёмхин П.А. 207

ОСОБЕННОСТИ ПОРОЖДЕНИЯ ИНДУКТИВНЫХ ПОНЯТИЙ ПРИ РЕАЛИЗАЦИИ ПО СХЕМЕ ГОЛОГРАФИИ ФУРЬЕ Лялюшкин Л.С. Научный руководитель к.т.н., с.н.с., доц. каф. ФиОИ Павлов А.В. 210

ОПТИЧЕСКОЕ ПРИБОРОСТРОЕНИЕ 213

УСТНЫЕ ДОКЛАДЫ 213

ПРИМЕНЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТОВ ЛИНФУТА И КОРРЕЛЯЦИИ ДЛЯ ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ Демин А.В., Менделеева Л.М. *, Малафеев П.В. * 213

ПРИМЕНЕНИЕ ЛИНИЙ ИНВЕРСИИ ФАЗЫ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОЙ КАРТИНЫ ДЛЯ КОНТРОЛЯ УГЛОВЫХ ПЕРЕМЕЩЕНИЙ Иванов А.Н., Носова М.Д. 213

ИССЛЕДОВАНИЕ СИСТЕМЫ ДЛЯ КОНТРОЛЯ УДЛИНЕНИЯ ШТОКА ПОРШНЯ ВО ВРЕМЯ РЕСУРСНЫХ ИСПЫТАНИЙ КЛАПАНОВ Горбачёв А.А., Пантюшина Е.Н. 216

ПРОЕКТ СИСТЕМЫ ДЛЯ АВТОМАТИЗАЦИИ КОНТРОЛЯ И ЮСТИРОВКИ МИКРООБЪЕКТИВОВ Латыев С.М., Смирнов А.П., Пименов А.Ю., Белойван П.А. 218

МАКЕТ ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННОЙ СИСТЕМЫ ЦВЕТОВОГО АНАЛИЗА МИНЕРАЛЬНЫХ ОБЪЕКТОВ Алёхин А.А., Петухова Д.Б. 220

ЭФФЕКТИВНЫЙ СПОСОБ ПРЕЦИЗИОННОЙ ЮСТИРОВКИ МАТРИЧНОЙ ОЭС НА ОБЪЕКТЕ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ АВТОНОМНО - ЮСТИРУЕМОЙ МАСКИ Аравина В.И. 222

ИССЛЕДОВАНИЕ КОНСТРУКЦИЙ ОБЛЕГЧЕНИЯ АСТРОНОМИЧЕСКИХ ЗЕРКАЛ Неутов М.Ю., Абдула П.А., Толстоба Н.Д. 224

АНАЛИТИЧЕСКИЙ ОБЗОР АВТОКОЛЛИМАЦИОННЫХ ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННЫХ СИСТЕМ Коняхин А.И. 226

ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ОБЛУЧЕННОСТИ ВИНЬЕТИРОВАННОГО ИЗОБРАЖЕНИЯ В АВТОКОЛЛИМАЦИОННОЙ СИСТЕМЕ С ПОМОЩЬЮ ЭВМ Смехов А.А., Коняхин И.А. 229

МАЛОГАБАРИТНЫЙ АВТОКОЛЛИМАЦИОННЫЙ ДАТЧИК УГЛА Демин А.В., Ковалев И.А. 230

ПРИМЕНЕНИЕ ВТОРИЧНОЙ ОПТИКИ ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЯ ТРЕБУЕМОГО СВЕТОРАСПРЕДЕЛНИЯ СВЕТОДИОДОВ Гапеева А.В., Зверев В.А. 232

ОПТИЧЕСКАЯ СИСТЕМА ПРИЕМА И ФОРМИРОВАНИЯ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ МИНИ-СПУТНИКА С ЛАЗЕРНОЙ ДВИГАТЕЛЬНОЙ УСТАНОВКОЙ Егоров М.С. 233

МОДЕЛИРОВАНИЕ ОПТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ БЛАСТЕРА Шевкунов В.С., Бахолдин А.В. 234

АНАЛИЗ И ИМИТАЦИЯ ВЫСОКОСКОРОСТНОГО ОБЪЕКТА В ОПТИЧЕСКОМ ДИАПАЗОНЕ. Демин А.В. , Лосев С.В*. 236

КАРТИНЫ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ИНТЕНСИВНОСТИ, ПОСТРОЕННЫЕ С ПОМОЩЬЮ ЗОНДА БЛИЖНЕПОЛЬНОГО МИКРОСКОПА Дегтярев С.А., Хонина С.Н. 237

АДАПТАЦИЯ ОБЛАСТИ СКАНИРОВАНИЯ К ФОРМЕ МИКРОРЕЛЬЕФА ПОВЕРХНОСТЕЙ ПРИ ИХ ИССЛЕДОВАНИИ МЕТОДОМ ИНТЕРФЕРОМЕТРИИ МАЛОЙ КОГЕРЕНТНОСТИ Ермолаев П.А. 239

ВЕКТОРНЫЙ И МАТРИЧНЫЙ МЕТОДЫ ВЫЧИСЛЕНИЯ НАПРАВЛЕНИЯ ЛУЧА, ОТРАЖЁННОГО СИСТЕМОЙ ПРОИЗВОЛЬНО РАСПОЛОЖЕННЫХ ПЛОСКИХ ОТРАЖАЮЩИХ ПОВЕРХНОСТЕЙ Ежова К.В., Трусов И.А. 241

ПОЛЯРИЗАЦИОННОЕ И ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКОЕ УПРАВЛЕНИЕ СПЕКТРОМ ШИРОКОПОЛОСНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ Криштоп В.В., Гончарова П.С. 242

ИССЛЕДОВАНИЕ ОСОБЕННОСТЕЙ ТРЕХМЕРНОГО СКАНИРОВАНИЯ ОБЪЕКТОВ НА БАЗЕ СТЕРЕОТЕЛЕВИЗИОННЫХ СИСТЕМ Тюрикова Е.П. 244

ОСОБЕННОСТИ ОРГАНИЗАЦИИ ПРОЦЕССА КОНТРОЛЯ ПАРАМЕТРОВ И ХАРАКТЕРИСТИК ПРОТЯЖЕННЫХ ИСТОЧНИКОВ ИЗЛУЧЕНИЯ Перетягин В.С. 245

КОМПОЗИЦИЯ ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ КРУГОВОЙ ПОДСВЕТКИ И ОБНАРУЖЕНИЯ ИЗМЕНЕНИЯ СВЕТОВОГО ПОЛЯ Гапеева А.В., Ковалёва А.С. 246

СИНТЕЗ КОМПЬЮТЕРНОЙ МОДЕЛИ ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННОЙ СИСТЕМЫ КОНТРОЛЯ ПОЛОЖЕНИЯ КОНТРРЕФЛЕКТОРА РАДИОТЕЛЕСКОПА Толочёк Н.С. 247

ИССЛЕДОВАНИЕ ОПТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ МАЛОГАБАРИТНОГО ОБЪЕКТИВА С АСФЕРИЧЕСКИМИ ПОВЕРХНОСТЯМИ ИЗ ПОЛИМЕРНЫХ МАТЕРИАЛОВ Бондарь И.И, Романова Г.Э. 248

РАЗРАБОТКА И ИССЛЕДОВАНИЕ ОПТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ ПРОЕКЦИОННОГО ОБЪЕКТИВА С ПЕРЕМЕННЫМ УВЕЛИЧЕНИЕМ Романова Г.Э., Семкова О.В. 249

АБЕРРАЦИОННЫЕ СВОЙСТВА АФОКАЛЬНОГО ЗЕРКАЛА С ВНУТРЕННЕЙ ОТРАЖАЮЩЕЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ Макарова Е.В., Тимощук И.Н. 250

АБЕРРАЦИОННЫЕ СВОЙСТВА ТОНКОЙ ЛИНЗЫ И КОМПОЗИЦИЯ ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ НА ЕЁ ОСНОВЕ Ежова В.В. 251

СИСТЕМА УПРАВЛЕНИЯ НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИМИ ОПЫТНО-КОНСТРУКТОРСКИМИ ТЕХНОЛОГИЧЕСКИМИ РАБОТАМИ С ПОСЛЕДУЮЩИМ СЕРИЙНЫМ ВЫПУСКОМ ПРОДУКЦИИ Демин А.В., Малафеев П.В. * 252

СТЕНДОВЫЕ ДОКЛАДЫ 253

ОПТИМИЗАЦИЯ ВЗАИМНОГО РАСПОЛОЖЕНИЯ МОДУЛЕЙ ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННОЙ СИСТЕМЫ КОНТРОЛЯ СМЕЩЕНИЙ ТОЧЕК ПЛАНАРНЫХ КОНСТРУКЦИЙ. Сычева Е.А. 253

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРАМЕТРОВ СОЕДИНЕНИЯ ОПТИЧЕСКИХ ВОЛОКОН С ВВЕДЕННЫМ ПРЕЦИЗИОННЫМ ВОЗДУШНЫМ ЗАЗОРОМ В ЗАВИСИМОСТИ ОТ ОСЕВОГО РАССОГЛАСОВАНИЯ Апанасик И.С., Гольцов А.С., Жуков А.Е., Калмыков С.С., Которов В.В., Сериков С.А., Синельников О.С., Чекалов А.С. 254

ИССЛЕДОВАНИЕ КОМПЬЮТЕРНОЙ МОДЕЛИ ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННОГО АВТОКОЛЛИМАТОРА С ТРИЭДРИЧЕСКИМ ОТРАЖАТЕЛЕМ Павлова Е.И. 256

СТОХАСТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ДОПУСКОВ ДЛЯ НАСЫПНОЙ СБОРКИ ОБЪЕКТИВОВ В MATHCAD Абрамов Д. А., Смирнов А. П. 257

АВТОМАТИЗАЦИЯ РАСЧЕТА СКЛЕЕНОГО КОМПОНЕНТА Бондаренко Д.В., Иванова Т.В. 259

РЕГИСТРАЦИЯ ЛОКАЛЬНЫХ И РАСПРЕДЕЛЕННЫХ МЕХАНИЧЕСКИХ ВОЗДЕЙСТВИЙ НА ОСНОВЕ АНАЛИЗА ИМПУЛЬСНОГО ОТКЛИКА МАЛОМОДОВОГО ОПТИЧЕСКОГО СИГНАЛА В КВАРЦЕВЫХ МНОГОМОДОВЫХ ОПТИЧЕСКИХ ВОЛОКНАХ Федоров А.А., Тынкован В.О., Баранов К.В., Чивильгин А.Л. 260

ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗМОЖНОСТИ ИЗМЕРЕНИЯ ДИСТАНЦИИ ДИФРАКЦИОННЫМ МЕТОДОМ Иванов А.Н., Киреенков В.Е. 263

АВТОМАТИЗАЦИЯ ОЦЕНКИ ВЛИЯНИЯ ПАРАМЕТРОВ КРЕПЛЕНИЯ ЛИНЗЫ В ОПРАВЕ НА ПОЗИЦИОНИРОВАНИЕ ОПТИЧЕСКОЙ ДЕТАЛИ Зленко А.Н., Толстоба Н.Д. 265

ИССЛЕДОВАНИЕ ПОГРЕШНОСТЕЙ ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННОЙ СИСТЕМЫ КОНТРОЛЯ СООСНОСТИ ПОЛОЖЕНИЯ ЭЛЕМЕНТОВ ТУРБОАГРЕГАТОВ С ДУПЛЕКСНЫМ ОТРАЖАТЕЛЕМ М.А. Клещенок. 266

КОМПАКТНЫЙ ВИБРОСТЕНД ДЛЯ ТЕСТИРОВАНИЯ ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИХ КОМПОНЕНТОВ Которов В.В. 267

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ Nd:YLF ДВУХЧАСТОТНОГО ЛАЗЕРА С ПРОДОЛЬНОЙ ДИОДНОЙ НАКАЧКОЙ ДЛЯ ГЕНЕРАЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ 1,64 ТГц Ангелуц А.А., Безотосный В.В.*, Горбунков М.В.*, Евдокимов М.Г., Китаева Г.Х., Коромыслов А.Л.*, Кривонос М.С.*, Саркисов С.Ю.**, Тункин В.Г, Чешев Е.А.*, Шкуринов А.П. 269

ОПТИЧЕСКИЕ МАТЕРИАЛЫ И ТЕХНОЛОГИИ 272

УСТНЫЕ ДОКЛАДЫ 272

ОСОБЕННОСТИ ПОЛУЧЕНИЯ СТЕКОЛ ДЛЯ СВЕТООТРАЖАЮЩЕЙ ОБОЛОЧКИ ОПТИЧЕСКОГО ВОЛОКНА Дяденко М.В. 272

ИССЛЕДОВАНИЕ ОПТИЧЕСКИХ КОНСТАНТ ПЛЕНКООБРАЗУЮЩИХ МАТЕРИАЛОВ НА ОСНОВЕ ФТОРИДОВ ДЛЯ СРЕДНЕЙ ИНФРАКРАСНОЙ ОБЛАСТИ Котликов Е.Н., Новикова Ю.А. 275

ПРОЗРАЧНАЯ МАГНИЙ-АЛЮМОСИЛИКАТНАЯ СТЕКЛОКЕРАМИКА, АКТИВИРОВАННАЯ ИОНАМИ Ni^{2+} Панов А.А., Заикин А.И., Нищев К.Н. 277

INVERTED YABLONOVITE PHOTONIC CRYSTALS WITH SUPERSTRUCTURES FABRICATED BY LASER LITHOGRAPHY Shishkin I.I.[1,2], Samusev K.B.[1,2], Rybin M.V.[1,2], Limonov M.F.[1,2], Kivshar Yu.S.[1,3], Gaidukeviciute A.[4], Kiyan R.V.[4], Chichkov B.N.[4] 279

ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРНЫХ, МЕХАНИЧЕСКИХ И СПЕКТРАЛЬНО-ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫХ СВОЙСТВ ПРОЗРАЧНОЙ КЕРАМИКИ CaF_2:Ho Ляпин А.А., Рябочкина П.А., Ушаков С.Н. *, Малов А.В., Федоров П.П.*, Гарибин Е.А.** 281

OPTICAL INDUCTION 3-DIMENSIONAL REFRACTIVE LATTICES IN DOPED LINBO3 PHOTOREFRACTIVE CRYSTALS A. Badalyan*, P. Mantashyan*, V. Mekhitaryan*, V. Nersesyan** and R. Drampyan*, ** 283

СИНТЕЗ И СПЕКТРАЛЬНО–ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА Yb-СОДЕРЖАЩИХ КРЕМНЕЗЁМНЫХ КОМПОЗИТОВ Ковгар В.В., Малашкевич Г.Е., Ходасевич И.А., Пестряков Е.В.[*] 285

ФОТОСТИМУЛИРОВАННОЕ АНОДИРОВАНИЕ И ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА ПОРИСТОГО КРЕМНИЯ Ян Д.Т. 287

РАСЧЁТ ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ НАНОЧАСТИЦ НА ПОВЕРХНОСТИ КРЕМНИЕВЫХ СЛОЕВ Антонович М.Л., Боровой М.Р., Шевцова В.И., Новиков А.Г., Гайдук П.И. 288

БЫСТРОДЕЙСТВУЮЩИЕ ФОТОДИОДЫ ДЛЯ СПЕКТРАЛЬНОГО ДИАПАЗОНА 1.7-3.8 МКМ Коновалов Г.Г., Андреев И.А., Серебренникова О.Ю., Ильинская Н.Д., Куницына Е.В., Шерстнёв В.В., Яковлев Ю.П. 289

ФОРМИРОВАНИЕ НАНОЧАСТИЦ СЕРЕБРА НА ПОВЕРХНОСТИ СЕРЕБРОСОДЕРЖАЩИХ СТЕКОЛ ПРИ ОБЛУЧЕНИИ ИМПУЛЬСНЫМ ТВЕРДОТЕЛЬНЫМ ЛАЗЕРОМ Егоров В.И., Звягин И.В., Сидоров А.И. 292

КИНЕТИКА ГОЛОГРАФИЧЕСКОЙ ЗАПИСИ В ФОТООТВЕРЖДАМЫХ НАНОКОМПОЗИЦИОННЫХ МАТЕРИАЛАХ Булгакова В.Г., Ворзобова.Н.Д., Бурункова Ю.Э., Семьина С.А., Денисюк И.Ю. 293

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ УФ-ЛИТОГРАФИИ ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЯ ТРЕХМЕРНЫХ МИКРОЛАЗЕРОВ НА ОСНОВЕ ОРГАНИЧЕСКИХ КРАСИТЕЛЕЙ Собещук Н.О., Биттнер С.*, Лебенталь М.* 294

ОПТИЧЕСКИЕ ТАММОВСКИЕ СОСТОЯНИЯ НА ГРАНИЦЕ ФОТОННОГО КРИСТАЛЛА И НАНОКОМПОЗИТА С РЕЗОНАНСНОЙ ДИСПЕРСИЕЙ Бикбаев Р.Г. 296

СПЕКТРАЛЬНАЯ МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЯ ЭФФЕКТИВНОСТИ ОРГАНИЧЕСКИХ СОЛНЕЧНЫХ БАТАРЕЙ Бобкова О.Д., Гаврик А.Ю., Бруевич В.В., Паращук Д.Ю. 298

УПРАВЛЕНИЕ ЛАЗЕРНЫМИ ПУЧКАМИ С ПОМОЩЬЮ ЖИДКОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДНЫХ И ДИФРАКЦИОННЫХ ЭЛЕМЕНТОВ Казак А.А., Комар А.А., Кабанова О.С., Оленская И.И., Мельникова Е.А., Толстик А.Л. 300

СТЕНДОВЫЕ ДОКЛАДЫ 304

ВЛИЯНИЕ ИОННОГО ОБМЕНА «СЕРЕБРО-НАТРИЙ» НА ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЮ МУЛЬТИХРОМНЫХ СТЕКОЛ С ИОНАМИ ЦЕРИЯ Дёмичев И.А.*, Сгибнев Е.М.*, Хрущева Т.А.** 304

МНОГОЭЛЕМЕНТНАЯ 3D ПРЕЛОМЛЯЮЩАЯ РЕНТГЕНОВСКАЯ ЛИНЗА Кравченко О.И., Яскевич Ю.Р., Сорока И.И., Чембровский А.Г., Мудрецов И.Л., Колесник А.С., Петров П.В., Кольчевский Н.Н. 306

УСТАНОВКА ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ТОЛЩИН ITO-ПОКРЫТИЙ Перчик А.В., Толстогузов В.Л., Стасенко К. В.*, Цепулин В. Г.* 307

ФОТОПРОВОДИМОСТЬ И ЭФФЕКТ ПЕРЕКЛЮЧЕНИЯ СОПРОТИВЛЕНИЯ В ГРАНУЛИРОВАННЫХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛЕНКАХ Гладских И.А. 308

СХЕМНОЕ РЕШЕНИЕ УСТАНОВКИ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ОШИБОК ВОЛНОВОГО ФРОНТА СОВРЕМЕННЫМ КОЛИЧЕСТВЕННЫМ ТЕНЕВЫМ МЕТОДОМ ПОВЫШЕННОЙ ТОЧНОСТИ Зацепина М.Е., Кирилловский В.К. 310

ОЦЕНКА ЗАВИСИМОСТИ КОЭФФИЦИЕНТА ОТРАЖЕНИЯ ОТ КОЛИЧЕСТВА ПОДСИСТЕМ АНТИБЛИКОВОГО ПОКРЫТИЯ, НАНЕСЕННОГО НА МЕТАЛЛИЧЕСКУЮ ПОВЕРХНОСТЬ Константинова Ю. А. 312

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ РОСТА НА КРЕМНИИ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК ГЕРМАНИЯ РАЗЛИЧНОЙ ФОРМЫ А.В. Войцеховский, А.П. Коханенко, К.А. Лозовой, В.Г. Сатдаров 314

ЗАПИСЬ РЕШЕТОК БРЭГГА ArF ЭКСИМЕРНЫМ ЛАЗЕРОМ В АНИЗОТРОПНОМ ОПТИЧЕСКОМ ВОЛОКНЕ Паланджян Д.А., Грибаев А.И., Коннов К.А., Петров А.А., Варжель С.В. 315

РАСЧЁТ ПРОФИЛЕЙ ЭНЕРГИЧЕСКИХ ЗОН ПРИ АНАЛИЗЕ СПЕКТРОВ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ В СТРУКТУРАХ КРТ С КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ Войцеховский А.В., Горн Д.И. 316

ИЗМЕНЕНИЕ СПЕКТРАЛЬНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ ОТРЕЗАЮЩЕГО ФИЛЬТРА С ПОМОЩЬЮ КОРРЕТИРУЮЩИХ СЛОЕВ Демченко О.В., Блинков В.Ю. 318

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОПТИЧЕСКОЙ ОДНОРОДНОСТИ НИОБАТА ЛИТИЯ, ЛЕГИРОВАННОГО КАТИОНАМИ Zn, ЛАЗЕРНЫМ КОНОСКОПИЧЕСКИМ МЕТОДОМ Пикуль О.Ю. Сидоров Н.В.*, Яничев А.А.*, Габаин А.А.*, Палатников М.Н.* 321

ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА НАНОКОМПОЗИТНОГО ДВУМЕРНОГО ФОТОННОГО КРИСТАЛЛА С ЛИНЕЙНЫМ ДЕФЕКТОМ РЕШЕТКИ Рудакова Н.В., Тимофеев И.В.*, Ветров С.Я. 324

ИЗГОТОВЛЕНИЕ СПЛАВНЫХ МНОГОМОДОВЫХ ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИХ РАЗВЕТВИТЕЛЕЙ Х-ТИПА 50:50 С ПРИМЕНЕНИЕМ ПОЛЕВОГО АППАРАТА ДЛЯ СВАРКИ ОПТИЧЕСКИХ ВОЛОКОН Чивильгин А.Л., Сериков С.А. 327

ИССЛЕДОВАНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ВОЛОКОННЫХ РЕШЕТОК БРЭГГА, ИНДУЦИРОВАННЫХ В ДВУЛУЧЕПРЕЛОМЛЯЮЩЕМ ОПТИЧЕСКОМ ВОЛОКНЕ С ЭЛЛИПТИЧЕСКОЙ НАПРЯГАЮЩЕЙ ОБОЛОЧКОЙ Киреенков А.Ю., Аксарин С.М., Варжель С.В., Мунько А.С. 329

СПЕКТРАЛЬНО-ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА КВАНТОВЫХ ТОЧЕК PbSe, ОКРУЖЕННЫХ ФТОРОФОСФАТНОЙ МАТРИЦОЙ Полякова А.В., Абдршин А.Н., Колобкова Е.В., Асеев В.А., Никоноров Н.В. 330

ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ НА ЭКСИТОННОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ НАНОКРИСТАЛЛОВ CUCL, РАСПРЕДЕЛЕННЫХ В КАЛИЕВО-АЛЮМО-БОРАТНОМ СТЕКЛЕ Бабкина А.Н., Ширшнев П.С., Цехомский В.А., Никоноров Н.В. 331

ВЛИЯНИЕ ПЛАЗМОННОГО РЕЗОНАНСА НА УСИЛЕНИЕ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ ИОНОВ Некрасова Я.А., Асеев В.А., Колобкова Е.В., Никоноров Н.В.. 334

ВЛИЯНИЕ ПАРАМЕТРОВ ФОТО-ТЕРМО-ИНДУЦИРОВАННОЙ КРИСТАЛЛИЗАЦИИ НА СКОРОСТЬ ТРАВЛЕНИЯ ФТР СТЕКОЛ Сорокина М.Г., Бочарова Ю.В., Игнатьев А.И., Никоноров Н.В. 335

ОПТОВОЛОКОННЫЙ СЕНСОР ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ ДЛЯ СПУТНИКОВЫХ АППАРАТОВ Данилов И.И., Янукович Т.П. 336

ОСОБЕННОСТИ ФУНКЦИОНИРОВАНИЯ АЛГОРИТМОВ МНОГОКРИТЕРИАЛЬНОЙ ОПТИМИЗАЦИИ НА ОСНОВЕ ЭВОЛЮЦИОННЫХ СТРАТЕГИЙ Шалин В.Б., Тропин А.Н. Котликов Е.Н. 338

ОСОБЕННОСТИ ПРОЦЕССОВ КРИСТАЛЛИЗАЦИИ ЭЛЕКТРОЛЮМИНОФОРОВ НА ОСНОВЕ ZnS Трофимов А.О., Бибик А. Ю., Колобкова Е. В., Нурыев Р. К. 340

ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ И ФОТОДЕСТРУКЦИЯ НАНОЧАСТИЦ И МОЛЕКУЛЯРНЫХ КЛАСТЕРОВ СЕРЕБРА В ФОТО-ТЕРМО-РЕФРАКТИВНЫХ СТЕКЛАХ Игнатьев Д.А., Игнатьев А.И., Никоноров Н.В. 341

ВЛИЯНИЕ КОНЦЕНТРАЦИИ СЕРЕБРА НА ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ФОТОТЕРМОРЕФРАКТИВНЫХ СТЕКОЛ Дубровин В.Д. 343

ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДОВ УМЕНЬШЕНИЯ ОПТИЧЕСКИХ ПОТЕРЬ ПРИ СВАРКЕ АНИЗОТРОПНЫХ ВОЛОКОННЫХ СВЕТОВОДОВ Артеев В.А., Мешковский И.К. 344

МАГНИТНО-АБРАЗИВНАЯ ОБАБОТКА ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ ПОВЕРХНОСТЕЙ ОПТИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ Путилин Э.С, Буй Динь Бао..... 345

ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СТЕКЛА И ВОЛОКНА С МОЛЕКУЛЯРНЫМИ КЛАСТЕРАМИ СЕРЕБРА ДЛЯ ДАТЧИКОВ ТЕМПЕРАТУРЫ Агафонова Д.С., Сидоров А.И.* 348

ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СЕРЕБРЯНЫХ КЛАСТЕРОВ, СФОРМИРОВАННЫХ МЕТОДОМ ИОННОГО ОБМЕНА, В СИЛИКАТНЫХ СТЕКЛАХ С ПЕРЕМЕННЫМ СОДЕРЖАНИЕМ ОКСИДА ЦЕРИЯ Сгибнев Е.М., Игнатьев А.И., Никоноров Н.В., Сидоров А.И. 351

МЕТОДЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ТОЛЩИНЫ, КОЛИЧЕСТВА СЛОЕВ ОПАЛОПОДОБНЫХ ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛОВ И ОБЪЕМНОЙ ДОЛИ ЗАПОЛНЕНИЯ ЧАСТИЦ ДИОКСИДА КРЕМНИЯ Корюкин А.В., Ахмадеев А.А., Салахов М.Х. 353

СИНТЕЗ ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛОВ НА ОСНОВЕ ДИОКСИДА КРЕМНИЯ И МЕТОДЫ ИХ ИССЛЕДОВАНИЯ Гарифуллин А.И., Ахмадеев А.А., Хамадеев М.А. 353

МЕТОДЫ МИНИМИЗАЦИИ НОМЕНКЛАТУРЫ БЕСЦВЕТНОГО ОПТИЧЕСКОГО СТЕКЛА Малькин А.А..... 354

ОПТИКА В МЕДИЦИНЕ И БИОЛОГИИ.....358

УСТНЫЕ ДОКЛАДЫ 358

АНАЛИЗ КОМПЛЕКСООБРАЗОВАНИЯ ДНК С УНТ Плешко Н.В., Крот В.И., Егорова В.П.*358

РАЗРАБОТКА И СОЗДАНИЕ ГАЗОАНАЛИЗАТОРА В ИК ДИАПАЗОНЕ ДЛЯ МОЛЕКУЛЯРНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ Бойко А.А.*, **, Духовникова Н.Ю.*, **, Мирошниченко И.Б.*, **, Старикова М.К.*, Колкер Д.Б.*, **, Карапузиков А.А.* 360

ФАЗОВАЯ ВИЗУАЛИЗАЦИЯ КЛЕТОК С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ЦИФРОВОГО ГОЛОГРАФИЧЕСКОГО МИКРОСКОПА С ПРОСТРАНСТВЕННО ЧАСТИЧНО КОГЕРЕНТНЫМ ОСВЕЩЕНИЕМ Тараканчикова Я.В., Гребенюк А.А., Рябухо В.П. 363

ОПТИМИЗАЦИЯ ЗАПИСИ ИЗОБРАЖЕНИЯ ПРИ СОВМЕЩЕНИИ ГОЛОГРАФИЧЕСКОЙ И 3В МИКРОСКОПИИ Дуденкова В.В., Муравьева М. С., Рыбников А.И., Захаров Ю. Н. 364

СПОСОБЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ И КОМПЕНСАЦИИ ДРЕЙФА В СУБДИФРАКЦИОННОЙ ФЛУОРЕСЦЕНТНОЙ МИКРОСКОПИИ Моисеев А.А., Василенкова Т.В., Геликонов Г.В., Геликонов В.М. 366

ВЛИЯНИЕ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА КЛЕТКИ Дворецкая Л.Н., Чивилихин С.А. 368

СТЕНДОВЫЕ ДОКЛАДЫ 370

ИНФРАКРАСНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ФУНКЦИАНАЛИЗИРОВАННЫХ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК Плешко Н.В, Крот В.И., Табулина Л.В.*, Вилейшикова Н.П. 370

ДЕТЕКТИРОВАНИЕ СИНГЛЕТНОГО КИСЛОРОДА В БИОЛОГИЧЕСКИХ СРЕДАХ МЕТОДОМ ИТЕРАЦИОННОГО ВОССТАНОВЛЕНИЯ ФАЗЫ Белашов А.В., Васютинский О.С., Петров Н.В.*, Семенова И.В..... 372

ИССЛЕДОВАНИЕ ЖИВЫХ КЛЕТОЧНЫХ НЕЙРОНАЛЬНЫХ КУЛЬТУР С ПОМОЩЬЮ ШИРОКОПОЛЬНОЙ ЦИФРОВОЙ ГОЛОГРАФИЧЕСКОЙ МИКРОСКОПИИ, СОВМЕЩЕННОЙ С КАЛЬЦИЕВЫМ ИМИДЖИНГОМ. Муравьева М.С., Дуденкова В.В., Рыбников А.И., Захаров Ю.Н. 374

ПОЛЯРИЗОВАННАЯ ТРИПТОФАНОВАЯ ФЛУОРЕСЦЕНЦИЯ В ОПРЕДЕЛЕНИИ ПАРАМЕТРОВ ВРАЩАТЕЛЬНОЙ ДИФФУЗИИ КОМПЛЕКСОВ БЫЧЬЕГО СЫВОРОТОЧНОГО АЛЬБУМИНА С ТРИТОНОМ Х-100 Журавлёва В.В., Полянский Д.В., Власова И.М..... 376

ФЛУОРЕСЦЕНЦИЯ И МОЛЕКУЛЯРНАЯ АССОЦИАЦИЯ НАНОМАРКЕРОВ СЕМЕЙСТВА ФЛУОРЕСЦЕИНА В РАСТВОРАХ БЫЧЬЕГО СЫВОРОТОЧНОГО АЛЬБУМИНА Кулешова А.А., Власова И.М. 379

СОБСТВЕННАЯ ФЛУОРЕСЦЕНЦИЯ БЕЛКА В ИССЛЕДОВАНИИ ВРАЩАТЕЛЬНОЙ ДИФФУЗИИ БЫЧЬЕГО СЫВОРОТОЧНОГО АЛЬБУМИНА ПРИ ДЕНАТУРАЦИИ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ДОДЕЦИЛСУЛЬФАТА НАТРИЯ Власова И.М., Царфина Н.Д., Журавлева В.В.381

ТРИПТОФАНОВАЯ ФЛУОРЕСЦЕНЦИЯ В АНАЛИЗЕ ДЕНАТУРАЦИИ БЫЧЬЕГО СЫВОРОТОЧНОГО АЛЬБУМИНА ПОД ДЕЙСТВИЕМ ДОДЕЦИЛСУЛЬФАТА НАТРИЯ Власова И.М., Журавлева В.В. 383

ВРЕМЯПРОЛЕТНЫЙ МАСС-СПЕКТРОМЕТР ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ФРАГМЕНТАЦИИ БИОЛОГИЧЕСКИ ЗНАЧИМЫХ МОЛЕКУЛ ПОД ДЕЙСТВИЕМ УФ ИЗЛУЧЕНИЯ. Безлюдный М.С. 385

ПРОБЛЕМА ПРЕДЕЛЬНО ДОПУСТИМЫХ БЕЗОПАСНЫХ УРОВНЕЙ ЭНЕРГИИ ФЕМТОСЕКУНДНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ Рогов П.Ю., Беспалов В.Г. 387

СЕМИНАР «ТЕРАГЕРЦОВАЯ ОПТИКА И СПЕКТРОСКОПИЯ»..... 390

БИООПАСНОСТЬ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ Федоров В.И. 390

МЕТОДИКА ВИЗУАЛИЗАЦИИ КЕРАМИЧЕСКИХ ОБРАЗЦОВ В ТЕРАГЕРЦОВОЙ ОБЛАСТИ СПЕКТРА Нефёдов П.В., Галуцкий В.В. 392

ШИРОКОПОЛОСНАЯ, УЗКОЧАСТОТНАЯ И МУЛЬТИЧАСТОТНАЯ ТЕРАГЕРЦОВАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ВРЕМЕННОГО РАЗРЕШЕНИЯ Самотохин О.В., Мишин А.Д., Корниенко В.В., Тучак А.Н., Якунин П.В., Китаева Г.Х. 394

ГОЛОГРАФИЯ И ВОССТАНОВЛЕНИЕ ФАЗЫ ВОЛНОВОГО ФРОНТА В ТГЦ ДИАПАЗОНЕ ЧАСТОТ Петров Н.В., Городецкий А.А., Беспалов В.Г. 396

METHOD OF DETERMINING THE BOUNDARIES OF BROADBAND THZ RADIATION SPECTRUM Osipova M.O., Grachev Y.V., Bespalov V.G. 398

ВЛИЯНИЕ ПЕРИОДА РЕШЕТКИ ИЗ П-ОБРАЗНЫХ РЕЗОНАТОРОВ НА ЕЕ ТЕРАГЕРЦОВЫЙ ОТКЛИК Седых Е.А.*, Ходзицкий М.К.*, Грачев Я.В.*, Терехов Ю.Е.** 400

ОСОБЕННОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В УСЛОВИЯХ ОПТИЧЕСКОГО ПРОБОЯ ГАЗОВЫХ СРЕД ДВУХЦВЕТНЫМИ ФЕМТОСЕКУНДНЫМИ ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ А.В. Бородин[1*], Н.А. Панов[1], М.Н. Есаулков[1], О.Г. Косарева[1], И.А. Котельников[2], А.П. Шкуринов[1] 403

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ ПРИ ГЕНЕРАЦИИ И РАСПРОСТРАНЕНИИ ТГЦ ИЗЛУЧЕНИЯ В ПЛАЗМЕ ОПТИЧЕСКОГО ПРОБОЯ Есаулков М. Н., Бородин А.В., Макаров В.А., Шкуринов А.П. 404

ГЕНЕРАЦИЯ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ НИТЕВИДНЫХ НАНОКРИСТАЛЛАХ GaAs И AlGaAs А.Д. Буравлев[2], М.А. Калитеевский[2], И. А. Мустафин[1,2], Ю.Б. Самсоненко[2], В.Н. Трухин[1,2] 404

СЕМИНАР «ОПТИЧЕСКИЕ МЕТАМАТЕРИАЛЫ, ФОТОННЫЕ КРИСТАЛЛЫ И НАНОСТРУКТУРЫ»..... 406

ДВУМЕРНЫЕ СУПЕРКРИСТАЛЛЫ ИЗ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК Баймуратов А.С, Рухленко И. Д.*, Турков В. К., Баранов А. В., Федоров А. В. 406

ФОТОСТАБИЛЬНОСТЬ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК В ГИБРИДНЫХ СТРУКТУРАХ С ГРАФЕНОМ Громова Ю. А., Мартыненко И.В., Орлова А. О., Маслов В. Г., Баранов А. В. 407

ПЕРЕНОС ЭНЕРГИИ МЕЖДУ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫМИ КВАНТОВЫМИ ТОЧКАМИ И ТЕТРАПИРРОЛЬНЫМИ МОЛЕКУЛАМИ В ПОЛИМЕРНЫХ ТРЕКОВЫХ МЕМБРАНАХ Мартыненко И.В., Громова Ю.А, Орлова А.О., Курочкина М.А., Маслов В.Г, Баранов А.В. ... 409

QUANTUM THEORY OF THE PLASMONIC NANOLASER Fyodorov I.A.*,**, Sarychev A.K.** 410

НЕСТАЦИОНАРНАЯ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ НАНОСТЕРЖНЯ И НАНОПЛАСТИНЫ Леонов М.Ю., Рухленко И.Д.,* Федоров А.В. 412

БЕЗЫЗЛУЧАТЕЛЬНЫЙ ПЕРЕНОС ЭНЕРГИИ ФОТОВОЗБУЖДЕНИЯ В СИСТЕМАХ ПЛОТНОУПАКОВАННЫХ КТ PBS Литвин А.П., Парфенов П.С., Ушакова Е.В., Черевков С.А., Баранов А.В. 413

ТЕОРИЯ ИНТЕНСИВНОСТНЫХ И ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ МАГНИТООПТИЧЕСКИХ ЭФФЕКТОВ В ПЛАЗМОННЫХ КРИСТАЛЛАХ Калиш А.Н., Белотелов В.И., Звездин А.К.* 414

О БЫСТРОДЕЙСТВИИ РЕАЛИЗАЦИЙ МЕТОДА КОНЕЧНЫХ РАЗНОСТЕЙ ВО ВРЕМЕННОЙ ОБЛАСТИ ДЛЯ МОДЕЛИРОВАНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПРОЦЕССОВ Маркович Д.Л., Ладутенко К.С.*, Белов П.А., Носков Р.Е. 417

МОДЕЛИРОВАНИЕ МАСКИРУЮЩЕГО ПОКРЫТИЯ С МАТЕРИАЛЬНЫМИ ПАРАМЕТРАМИ ЗАВИСЯЩИМИ ОТ УГЛА ДЛЯ ТЕРАГЕРЦОВОГО ДИАПАЗОНА ЧАСТОТ Гурвиц Е.А. Возианова А.В. Ходзицкий М.К. 418

АНАЛИЗ ЗОННОЙ СТРУКТУРЫ ФОТОННОГО КРИСТАЛЛА С КРАТНЫМИ ОПТИЧЕСКИМИ ДЛИНАМИ СЛОЕВ ДЛЯ ТЕРАГЕРЦОВОГО ДИАПАЗОНА ЧАСТОТ Денисултанов А.Х., Ходзицкий М.К. 421

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ НЕЛИНЕЙНОЙ ДИНАМИКИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ В СЛОИСТЫХ МЕТАЛЛО-ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ НАНОСТРУКТУРАХ Маркович Д.Л., Носков Р.Е., Белов П.А. 424

ОПЕРАТОР РЕЗОЛЬВЕНТЫ ДЛЯ НЕСТАЦИОНАРНОГО ПЛАЗМЕННОГО ПОЛУПРОСТАНСТВА И ЯВЛЕНИЕ ПЕРЕФОКУСИРОВКИ А.В. Возианова, С.Ю. Короленко425

АНИЗОТРОПИЯ ПОГЛОЩЕНИЯ СВЕТА АНСАМБЛЕМ КОЛЛОИДНЫХ НАНОКРИСТАЛЛОВ СЛОЖНОЙ ФОРМЫ Мухина М.В., Маслов В.Г., Баранов А.В., Артемьев М.В.*, Федоров А.В.427

СОДЕРЖАНИЕ**.....430**

Научное издание

VIII Международная конференция молодых ученых и специалистов
«Оптика–2013»
Сборник трудов

Под редакцией проф. В.Г. Беспалова и проф. С.А. Козлова

Компьютерная верстка О.А. Столповская
Редакционно-издательский отдел НИУ ИТМО
Зав. РИО Н.Ф. Гусарова
Лицензия ИД № 00408 от 05.11.99
Подписано к печати 09.10.13
Заказ № 3035
Тираж 300 экз.
Отпечатано на ризографе