МАТЕРИАЛЫ СЕМИНАРА

7й Российский семинар по волоконным лазерам

НОВОСИБИРСК, АКАДЕМГОРОДОК

2016

T

ИНСТИТУТ АВТОМАТИКИ И ЭЛЕКТРОМЕТРИИ СО РАН НАУЧНЫЙ ЦЕНТР ВОЛОКОННОЙ ОПТИКИ РАН НОВОСИБИРСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ ИНСТИТУТ ВЫЧИСЛИТЕЛЬНЫХ ТЕХНОЛОГИЙ СО РАН

7й Российский семинар по волоконным лазерам

МАТЕРИАЛЫ СЕМИНАРА

5-9 сентября 2016 года Академгородок, Новосибирск

Со-председатели семинара:

академик **Е.М. Дианов**, НЦВО РАН, Москва; академик **А.М. Шалагин**, ИАиЭ СО РАН, Новосибирск

Программный комитет:

С.А. Бабин, ИАиЭ СО РАН, Новосибирск – председатель;
Д.В. Чуркин, НГУ, Новосибирск – зам. председателя;
С.К. Турицын, НГУ и университет Астона, Великобритания С.М. Кобцев, НГУ, Новосибирск;
М.П. Федорук, НГУ, Новосибирск;
С.Л. Семенов, НЦВО, Москва;
С.И. Каблуков, ИАиЭ СО РАН, Новосибирск И.А. Лобач, ИАиЭ СО РАН, Новосибирск;
И.Р. Габитов, Сколтех и университет Аризоны, США;
В.П. Драчев, Сколтех и университет Северного Техаса, США;

Организационный комитет:

М.П. Федорук, НГУ, Новосибирск, председатель;
И.А. Лобач, ИАиЭ СО РАН, Новосибирск – зам. председателя;
А.А. Редюк, ИВТ СО РАН, Новосибирск – зам. председателя;
Е.А. Трубицина, ИАиЭ СО РАН, Новосибирск – секретарь;
С.А. Бабин, ИАиЭ СО РАН, Новосибирск
Е.И. Донцова, ИАиЭ СО РАН, Новосибирск
А.Ю. Перова, ИАиЭ СО РАН, Новосибирск
И.Д. Ватник, НГУ и ИАиЭ СО РАН, Новосибирск

Спонсоры:





Контактная информация секретаря:

E-mail: rfl16®iae.nsk.su Internet: www.rfl16.iae.nsk.su Телефон: 7 (383) 330 69 39

5 сентября. Понедельник

9⁰⁰ Регистрация участников (в холле)

Пленарная сессия

Председатель: А.М. Шалагин Малый зал Дома Ученых.

- 10³⁰ Официальное открытие Семинара А.М. Шалагин (директор ИАиЭ СО РАН, Новосибирск) М.П. Федорук (ректор НГУ, Новосибирск)
- 11⁰⁰ <u>С.Л. Семенов</u>, О.Н. Егорова, М.С. Астапович (*НЦВО РАН*, *Москва*). Многосердцевинные волоконные световоды - текущее состояние и перспективы применений. (пригл.)
- 11³⁰ <u>В.Я. Принц</u>, А.Б. Воробьев, К.Б. Фритцлер (ИФП СО РАН, Новосибирск). 3D печать для нанофотоники. (пригл.)
- 12⁰⁰ Р.Р. Юнусов (*Российский квантовый центр, Сколково*). Российский квантовый центр: сочетание фундаментальной науки и прорывных технологий. (пригл.)
- 12³⁰ Перерыв на обед

Специальная сессия по нанофотонике. Председатели: И.Р. Габитов, В.П. Драчев. Малый зал Дома Ученых.

14⁰⁰ Р.Е. Носков (Max Planck Institute for the Science of Light, Erlangen, Germany).

Оптомеханика в микроструктурированных световодах. (пригл.)

- 14²⁰ А. Шипулин (Technical University of Darmstadt, Darmstadt, Germany). Компоненты нанофотоники для телекоммуникационных применений. (пригл.)
- 14⁵⁰ <u>А.И. Маймистов</u>, Е.И. Ляшко (НИЯУ МИФИ; МФТИ, Долгопрудный). Линейные и нелинейные волны в гиперболическом волноводе. (пригл.)
- 15¹⁰ А.П. Виноградов, Н.Е. Нефедкин, Е.С. Андрианов, А.А. Лисянский, А.А. Пухов (Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н.Л. Духова; ИТПЭ РАН; МФТИ, Долгопрудный; Квинс Колледж Городского университета Нью-Йорка, США). Сверхизлучение недиковских состояний. (пригл.)
- 15⁴⁰ <u>С. Белан</u>, В. Парфеньев, С. Вергелес (МФТИ, Долгопрудный; ИТФ им. Л.Д, Ландау РАН, Черноголовка).
 Аномальное преломление и отражение видимого света при рассеянии на решетке серебряных димеров. (пригл.)
- 16⁰⁵ Перерыв на чай-кофе

- 16³⁰ <u>Д.А. Шапиро</u> Д. Нис, О.В. Белай, М. Вурм, В.В. Нестеров (ИАиЭ СО РАН; НГУ, Новосибирск; Государственный физико-технический институт, Брауншвейг, Германия). Оптическое поле у входа в субволновую щель. (пригл.)
- **16**⁵⁵ Н.А. Гиппиус (*Сколковский институт науки и технологий, Сколково*). Особенности переключения нелинейной нанофотонной системы под действием пикосекудного импульса. (пригл.)
- **17²⁰** Ю.Г. Гладуш, О.И. Медведков, С.А. Васильев, Д.С. Копылова, В.Я. Яковлев, А.Г. Насибулин (Сколковский институт начки u технологий, Сколково; Институт спектроскопии РАН; НЦВО РАН, Москва; Университет Аальто, Финляндия). Термическая перестройка спектра волоконных решеток с помощью резистивного покрытия на основе однослойных углеродных нанотрубок. (пригл.)
- 17⁴⁵ E. Galanzha, R. Weingold, D.A. Nedosekin, M. Sarimollaoglu, J. Nolan, W. Harrington, A.C. Кучьянов, Р.Г. Пархоменко, F. Watanabe, Z. Nima, A. Biris, <u>А.И. Плеханов</u>, M.I. Stockman, V.P. Zharov (*Arkansas Nanomedicine Center, University of Arkansas for Medical Sciences; ИАиЭ CO PAH; HUOX CO PAH, Новосибирск; Center for Nano-Optics and Department of Physics and Astronomy, Georgia State University, USA*). Спазеры как биологический зонд.
- 18¹⁰ А.В. Дышлюк, <u>Е.В. Мицай</u>, О.Б. Витрик, Ю.Н. Кульчин (Институт автоматики и процессов управления ДВО РАН; Дальневосточный федеральный университет, Владивосток).
 Интегрально-оптические плазмон-поляритонные рефрактометры на основе симметричной и антисимметричной плазмонных мод: сравнительный анализ.
- 18³⁵ А.В. Паньков, И.Д. Ватник, Д.В. Чуркин, А.А. Сухоруков (НГУ, Новосибирск; Национальный Университет Австралии, Центр Нелинейной Физики, Канберра, Австралия).
 Волноводный эффект и поверхностные волны в синтетических фотонных решетках.

<u> 6 сентября. Вторник</u>

Секция «Новые среды, схемы и режимы генерации волоконных лазеров»

Председатели: С.Л. Семенов, А.Н. Стародумов Конференц-зал Технопарка

- 9⁰⁰ <u>С.В. Фирстов</u>, Е.М. Дианов (*НЦВО РАН*, *Москва*). Прогресс в области разработки висмутовых волоконных лазеров и усилителей для спектральной области 1600 – 1800 нм. (пригл.)
- 9³⁰ А.В. Лагута, Б.И. Денкер, С.Е. Сверчков, <u>И.М. Раздобреев</u> (CERLA, PHLAM UMR CNRS, University Lille, France; ИОФ им. А.М. Прохорова РАН, Москва).
 Магнито-оптические исследования стёкол легированных висмутом. (пригл.)
- 10⁰⁰ <u>М.И. Беловолов</u>, Е.М. Дианов, М.А. Мелькумов, В.М. Парамонов (НЦВО РАН, Москва).
 Волоконный висмутовый лазер с широкой непрерывной перестройкой в диапазоне длин волн 1360 1510 нм.
- 10²⁰ О.В. Бутов, А.А. Рыбалтовский, М.Ю. Вяткин, С.М. Попов, Ю.К. Чаморовский, К.М. Голант (ИРЭ РАН, Москва).
 1030 нм волоконный лазер с распределенной обратной связью с резонатором длиной 2 см.
- 10⁴⁰ <u>С.Р. Абдуллина</u>, А.А. Власов, И.А. Лобач, О.В. Белай, Д.А. Шапиро, С.А. Бабин (ИАиЭ СО РАН, Новосибирск).
 Одночастотный иттербиевый волоконный лазер с распределенной обратной связью на основе случайной ВБР.

11⁰⁰ Перерыв на чай-кофе

- 11¹⁵ О.Н. Егорова, С.Л. Семенов, С.Е. Сверчков, Б.И. Галаган, Б.И. Денкер, Е.М. Дианов (НЦВО РАН; ИОФ им. А.М. Прохорова РАН, Москва).
 Световоды с высокой концентрацией активных редкоземельных ионов с сердцевиной из фосфатного и оболочкой из кварцевого стекла. (пригл.)
- 11⁴⁵ Б.И. Галаган, Б.И. Денкер, О.Н. Егорова, В.А. Камынин, <u>А.А. Поносова</u>, С.Е. Сверчков, С.Л. Семенов, В.Б. Цветков (ИОФ им. А.М. Прохорова РАН; НЦВО РАН, Москва; Пермский научный центр Уральского отделения РАН; АО «Пермская научно-производственная приборостроительная компания»; Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва).

Компактный широкополосный волоконный источник излучения на основе ${\rm Er}^{3+}\!/{\rm Yb}^{3+}$ композитного волокна.

12⁰⁰ <u>И.А. Лобач</u>, Р.В. Дробышев, А.А. Фотиади, Е.В. Подивилов, С.И. Каблуков (ИАиЭ СО РАН; НГУ, Новосибирск; University of Mons, Mons, Belgium; УлГУ, Ульяновск.).

Динамические фазовые решетки в волоконном лазере с самосканированием частоты.

- 12²⁰ <u>А.А. Колегов</u>, А.В. Черникова, Е.А. Белов, А.О. Лешков (Российский федеральный ядерный центр ВНИИТФ им. академика Е.И. Забабахина, Снежинск). Тулиевый волоконный лазер.
- 12⁴⁰ <u>Л.Н. Бутвина</u>, А.Г. Охримчук, А.Л. Бутвина (*НЦВО РАН, Москва*). Активные в среднем ИК диапазоне многокомпонентные кристаллические световоды.

13⁰⁰ Перерыв на обед

Секция «Импульсные волоконные и гибридные лазеры, мощные сверхкороткие импульсы» - 1 Председатели: Л.А. Мельников, С. М. Кобцев Конференц-зал Технопарка

- 14⁰⁰ А.Н. Стародумов *(Coherent, США)*. Прогресс в фемтосекундных волоконных системах. (пригл.)
- 14³⁰ <u>Д. Мясников</u>, А. Баранов, И. Ульянов, Д. Протасеня, И. Бычков (*НТО «ИРЭ-Полюс», Фрязино*).
 Мощные волоконные лазеры ультракоротких импульсов для микрообработки материалов. (пригл.)
- 15⁰⁰ С. Кобцев, А. Насибулин, <u>А. Иваненко</u>, Ю. Гладуш (*НГУ*, *Новосибирск*; *Сколковский институт науки и технологий*, *Москва*). Синхронизация мод волоконного лазера с помощью углеродных нанотрубок, полученных аэрозольным способом.
- 15²⁰ <u>С.С. Алешкина</u>, О.И. Медведков, М.И. Беловолов, М.М. Бубнов, М.Е. Лихачев (*НЦВО РАН*, *Москва*).
 Стабилизация длины волны излучения волоконного лазера на основе пассивного нелинейного кольцевого зеркала.
- 15⁴⁰ <u>А.В. Иваненко</u>, С.В. Смирнов, С.М. Кобцев, А.В. Кеммер, М.Д. Гевразиев, А.Ю. Кохановский (*НГУ*, *Новосибирск*).
 Волоконный импульсный лазер с РМ-резонатором в форме восьмёрки.
- 16⁰⁰ Перерыв на чай-кофе
- 16²⁰ А.И. Трикшев, В.А. Камынин, В.Б. Цветков (ИОФ им. А.М. Прохорова РАН, Москва; УлГУ, Ульяновск; Лаборатория фотоники Пермского научного центра УрО РАН; Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва).
 Импульсный иттербиевый волоконный лазер с энергией импульса 10 мкДж.
- 16⁴⁰ <u>Д.С. Харенко</u>, А.Г. Кузнецов, В.А. Гонта, С.А. Бабин (ИАиЭ СО РАН; НГУ, Новосибирск).
 Генерация и усиление сильночирпованных диссипативных солитонов в полностью волоконной схеме.

- 17⁰⁰ <u>И.О. Золотовский</u>, Д.А. Коробко, А.А. Фотиади (УлГУ, Ульяновск; University of Mons, Mons, Belgium). Предусилительный каскад на основе элементов нелинейной спектральной компрессии для генерации импульсов высокой энергии.
- 17²⁰ Круглый стол: Волоконные лазеры в программе «Фотоника» Председатель: И.Б. Ковш

Экскурсия по Технопарку

19⁰⁰ Фуршет

<u> 7 сентября. Среда</u>

Секция «Импульсные волоконные и гибридные лазеры, мощные сверхкороткие импульсы» - 2 Председатели: А.Н. Стародумов, Д.В. Мясников

Малый зал Дома Ученых.

- 9⁰⁰ <u>Л.А. Мельников</u>, М.В. Рябинина (*Саратовский государственный технический университет им. Ю.А. Гагарина*). Векторная модель Er³⁺ волоконного лазера сверхкоротких импульсов. (пригл.)
- **9³⁰** <u>С.В. Смирнов</u>, С.М. Кобцев (*НГУ, Новосибирск*). Двухмасштабные импульсы в волоконных лазерах.
- 9⁵⁰ М. Чернышёва, <u>А. Беднякова</u>, А. Рожин (Институт фотонных технологий, Университет Астона, Бирмингем, Великобритания; НГУ; ИВТ СО РАН, Новосибирск).
 Генерация устойчивых солитонных молекул в тулиевом волоконном лазере с насыщающимся поглотителем на основе двустенных углеродных нанотрубок.
- 10¹⁰ И.О. Золотовский, <u>Д.А. Коробко</u>, А.А. Фотиади (УлГУ, Ульяновск; University of Mons, Mons, Belgium). Связанные состояния импульсов в волоконном лазере с гибридной синхронизацией мод.
- 10³⁰ <u>В.А. Бурдин</u>, А.В. Бурдин (Поволжский государственный университет телекоммуникаций и информатики, Самара).
 Результаты моделирования нелинейного маломодового распространения оптического импульса в волоконном световоде.
- 10⁵⁰ <u>И.С. Чеховской</u>, А.М. Рубенчик, С.К. Турицын, М.П. Федорук, О.В. Штырина (*НГУ*; *ИВТ СО РАН*, *Новосибирск*; *Ливерморская национальная лаборатория*, *Ливермор*, *США*; *Институт фотонных технологий*, *университет Астона*, *Бирмингем*, *Великобритания*). Нелинейное сложение чирпированных оптических импульсов в многосердцевинных световодах.
- 11¹⁰ Перерыв на чай-кофе
- 11³⁰ <u>А.М. Хегай</u>, М.А. Мелькумов, Д.В. Мясников, Е.М. Дианов (*НЦВО РАН*; ИОФ им. А.М. Прохорова РАН, Москва; НТО "ИРЭ-Полюс", Фрязино). Висмутовый волоконный лазер УКИ на нелинейном оптическом кольцевом зеркале, работающий в области 1.3 микрон.
- 11⁵⁰ В.А. Камынин, С.А. Филатова, И.В. Жлуктова, В.Б. Цветков (ИОФ им. А.М. Прохорова РАН, Москва; УлГУ, Ульяновск; Лаборатория фотоники ПНЦ УрО РАН, Пермь; МГУПИ, Москва; Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва). Пикосекундный гольмиевый волоконный лазер с накачкой на длине волны 1125 нм.

- 12¹⁰ А.Н. Киреев, А.В. Конященко, А.В. Таусенев Д.А. Тюриков, А.С. Шелковиков, Д.В. Шепелев, М.А. Губин (Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН; ООО «Авеста - Проект», МГТУ им. Н.Э. техника"; Национальный Баумана, НОЦ "Фотоника u ИК исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва). Комб-генераторы на основе Ег волоконных лазеров со стабилизацией частотных параметров.
- 12³⁰ <u>Н.А. Коляда</u>, Б.Н. Нюшков, В.С. Пивцов, А.С. Дычков, В.И. Денисов (ИЛФ СО РАН, Новосибирск). Стабилизация волоконного синтезатора частот с использованием акустооптического модулятора.
- 12⁵⁰ Перерыв на обед

Секция «Нелинейное преобразование частоты излучения волоконных лазеров: ВКР, ВРМБ, параметрическая генерация, генерация гармоник, генерация терагерцового излучения»

Председатели: А.А. Аполонский, Д.А. Шапиро Малый зал Дома Ученых.

- 14⁰⁰ И.В. Колоколов, <u>В.В. Лебедев</u>, Е.В. Подивилов, С.С. Вергелес (ИТФ им. Л.Д. Ландау РАН, Черноголовка; ИАиЭ СО РАН, Новосибирск). Теория случайного волоконного лазера. (пригл.)
- 14²⁵ Л.Л. Огородников, <u>С.С. Вергелес</u>, В.В. Лебедев (МФТИ, Долгопрудный; ИТФ им. Л.Д. Ландау РАН, Черноголовка). Статистика излучения сверхдлинного волоконного лазера с обратной связью на случайных рассеивателях (пригл.)
- 14⁵⁰ Е.А. Злобина, С.И. Каблуков, С.А. Бабин (ИАиЭ СО РАН; НГУ, Новосибирск).
 Генерация линейно-поляризованного излучения в области 1,4 мкм в каскадном ВКР-лазере со случайной распределенной обратной связью.
- 15¹⁰ Е.А. Злобина, <u>И.Д. Ватник</u>, С.И. Каблуков, С.А.Бабин (ИАиЭ СО РАН; НГУ, Новосибирск).
 Двухпиковая структура спектра генерации волоконного ВКР-лазера со случайной распределенной обратной связью.
- 15³⁰ <u>И.А. Лобач</u>, С.И. Каблуков, М.И. Скворцов, Е.В. Подивилов, С.А. Бабин, М.А. Мелькумов, Е.М. Дианов (ИАиЭ СО РАН; НГУ, Новосибирск; НЦВО РАН, Москва).
 Узкополосная генерация в висмутовом волоконном лазере со случайной распределенной обратной связью.
- 15⁵⁰ М.М. Худяков, М.Е. Лихачёв, М.М. Бубнов, Д.С. Липатов, А.Н. Гурьянов (НЦВО РАН, Москва; Институт химии высокочистых веществ им. Г.Г. Девятых РАН, Нижний Новгород).
 Световод с трёхслойной сердцевиной для повышения порога вынужденного рассеяния Мандельштама-Бриллюэна.

16¹⁰ Перерыв на чай-кофе

- 16³⁰ О.Л. Антипов (ИПФ РАН, Нижний Новгород). Гибридные волоконно-твердотельные лазеры с параметрическим преобразованием частоты в средний ИК диапазон. (пригл.)
- 17⁰⁰ С.И. Каблуков, Е.А. Злобина, М.И. Скворцов, И.Н. Немов, А.А. Вольф, А.В. Достовалов, С.А. Бабин (ИАиЭ СО РАН; Новосибирский государственный университет).
 Непрерывная ВКР-генерация в градиентном световоде с многомодовой диодной накачкой.
- 17²⁰ А.А. Сурин, С.В. Ларин, Т.Е. Борисенко, К.Ю. Прусаков, Ю.С. Стирманов (*НТО «ИРЭ-Полюс», Фрязино; МФТИ, Долгопрудный*).
 Мощные непрерывные лазеры видимого диапазона с накачкой волоконным лазером.
- 17⁴⁰ <u>Т.Е. Борисенко</u>, А.А. Сурин, Е.И. Заблоцкая, О.А. Рябушкин *(НТО «ИРЭ-Полюс», Фрязино; МФТИ, Долгопрудный).* Прецизионное измерение коэффициентов оптического поглощения в периодически полированном кристалле танталата лития.
- **18**⁰⁰ <u>С.Л. Микерин</u>, А.И. Плеханов, А.Э. Симанчук, А.В. Якиманский (ИАиЭ СО РАН, Новосибирск; Институт высокомолекулярных соединений РАН, С.-Петербург).

Возбуждение широкополосного терагерцового излучения в полингованных нелинейно-оптических полимерах.

18²⁰-19³⁰ Стендовая сессия Малый зал Дома Ученых (холл)

- **1.** А.С. Берёза (*НГУ, ИАиЭ СО РАН Новосибирск*). Рассеяние волны на параллельных цилиндрах в борновском приближении.
- И.О. Золотовский, Д.А. Коробко, <u>С.Г. Моисеев</u> (УлГУ; Ульяновский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А.Котельникова РАН, Ульяновск).
 Эволюция плазмон-поляритонной волны в тонкой проводящей пленке в режиме модуляционной неустойчивости.
- 3. <u>С.А. Филатова</u>, В.А. Камынин, И.В. Жлуктова, В.Б. Цветков (ИОФ им. А.М. Прохорова РАН, Москва; УлГУ, Ульяновск; Лаборатория фотоники Пермского научного центра УрО РАН; МГУПИ, Москва; Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва).

Усиление пикосекундных импульсов двухмикронного диапазона.

- 4. <u>И.С. Жданов</u>, Д.С. Харенко, Е.В. Подивилов, С.А.Бабин, А.А. Аполонский, А.Е. Беднякова, М.П. Федорук, С.К. Турицын (ИАиЭ СО РАН; НГУ; ИВТ СО РАН, Новосибирск; Мюнхенский университет и институт квантовой оптики Макса Планка, Гархинг; Институт фотонных технологий, Университет Астона, Бирмингем, Великобритания). Генерация чирпованных диссипативных солитонов в полностью волоконном эрбиевом лазере.
- 5. О.В. Штырина, <u>С.А. Ефремов</u>, А.С. Скидин, И.А. Яруткина, М.П. Федорук, С.К. Турицын (*НГУ; ИВТ СО РАН, Новосибирск*). Теоретический анализ эволюции сигнала в усиливающей среде для волоконных лазеров различной конфигурации.
- 6. Е.В. Подивилов, О.В. Штырина, <u>Д.А. Машарова</u>, А.С. Скидин, И.А. Яруткина, М.П. Федорук (ИАиЭ СО РАН; НГУ; ИВТ СО РАН, Новосибирск). Теоретический анализ свойств излучения длинного волоконного лазера.
- **7.** <u>Е.И. Донцова</u>, С.И. Каблуков, И.Д. Ватник, С.А. Бабин (ИАиЭ СО РАН; НГУ, Новосибирск). Удвоение частоты случайного волоконного лазера с ВКР усилением.
- 8. <u>А.Г. Кузнецов</u>, Д.С. Харенко, Е.В. Подивилов, С.А. Бабин (ИАиЭ СО РАН; НГУ, Новосибирск). Импульсный ВКР лазер с гибридной активной и пассивной синхронизацией мод.
- Ф.А. Степанов (Иркутский филиал Института лазерной физики СО РАН, Иркутск).
 Примесные дефекты в алмазах из Якутии и россыпей Сао-Луис: исследование методом конфокальной сканирующей флуоресцентной микроспектроскопии.

- **10.** <u>В.Д. Андреев</u>, О.Г. Морозов, И.И. Нуреев, Л.М. Сарварова (Казанский национальный исследовательский технический университет им. А.Н. Туполева-КАИ, Казань). Фотонный датчик электрического поля с амплитудно-фазовой модуляцией.
- **11.** <u>А.Ж. Сахабутдинов</u>, И.И. Нуреев (Казанский национальный исследовательский технический университет им. А.Н. Туполева-КАИ, казань). Решение задач калибровки совмещенных волоконно-оптических датчиков.
- 12. М.В. Дашков, <u>Е.В. Дмитриев</u>, Г.И. Леонович, В.С. Казакевич, В.И. Чепурнов (Поволжский государственный университет телекоммуникаций и информатики; Самарский университет; Самарский филиал Физического института им. П.Н. Лебедева РАН, Самара). Датчик магнитного поля на основе волоконной решетки Брэгга для измерения частоты вращения вала электродвигателя.
- В.А. Бурдин, <u>И.В. Григоров</u>, В.Г. Карташевский, Л.В. Адамович (Поволжский государственный университет телекоммуникаций и информатики, Самара).
 Анализ помехоустойчивости алгоритмов цифровой обработки сигналов когерентного оптического демодулятора.
- И.З. Латыпов, А.Г. Шмелев, <u>А.А. Талипов</u> (Казанский национальный исследовательский технический университет им. А.Н. Туполева; Казанский квантовый центр "КАИ-Квант"; Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского, Казань).
 Формирование чистых однофотонных состояний для приложений квантовых коммуникаций с помощью генерации неклассических световых полей в фотонно-кристаллических волокнах.
- 15. <u>А.С. Кондрашина</u>, Д.С. Яцко (Институт автоматики и процессов управления ДВО РАН; Дальневосточный федеральный университет, Владивосток). Исследование электрохимических характеристик поверхности магниевого сплава, полученной в результате лазерного резания.
- 16. А.И. Гришин, Г.Г. Матвиенко, <u>С.В. Яковлев</u> (Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН; Национальный исследовательский Томский государственный университет, Томск). Концепция волоконного доплеровского метеолидара для определения характеристик ветра.
- **17.** В.Д. Угожаев (ИАиЭ СО РАН, Новосибирск). Перестройка периода голографической решётки путем вращения двухлучевого интерферометра.
- **18.** <u>Ф.А. Егоров</u>, В.Т. Потапов (*ФФ ИРЭ РАН*, *Фрязино*). Оценки нестабильностей параметров автоколебаний в волоконных лазерах с микрооптомеханическими резонансными структурами.

- 19. <u>И.В. Волков</u>, И.С. Королев, Н.П. Хатырев, А.А. Щербина (ФГУП Всероссийский научно-исследовательский институт оптико-физических измерений, Москва).
 Установка на основе волоконного пикосекундного лазера и ее применение для измерений быстродействия приемников лазерного излучения.
- **20.** <u>В.С. Терентьев</u>, В.А. Симонов (*ИАиЭ СО РАН*, *Новосибирск*). Волоконный отражательный интерферометр на поврежденном зеркале.
- **21.** <u>И.Д. Ватник</u>, Д.В. Чуркин (*НГУ*, *Новосибирск*). Измерение пространственно-временной динамики волоконных систем.

8 сентября. Четверг

Секция «Применения волоконных лазеров: связь» Председатели: А.А. Фотиади, А. Шипулин Малый зал Дома Ученых.

- **9**⁰⁰ В.А. Конышев, О.Е. Наний, <u>В.Н. Трещиков</u> (ООО «Т8 НТЦ»; МГУ им. М.В. Ломоносова; ИИЕТ РАН, Москва). Проектирование высокоскоростных когерентных систем связи.
- 9²⁰ С.А. Деревянко, <u>А.А. Редюк</u>, С.С. Вергелес, С.К. Турицын (Университет имени Бен-Гуриона в Негеве, Беэр-Шева, Израиль; ИВТ СО РАН; НГУ, Новосибирск; ИТФ им. Л.Д. Ландау РАН, Черноголовка; МФТИ, Долгопрудный; Институт фотонных технологий, Университет Астона, Бирмингем, Великобритания).

Экстремальные явления в когерентных оптических системах связи.

- 9⁴⁰ <u>Л.Л. Фрумин</u>, А.А. Гелаш, С.К. Турицын (ИАиЭ СО РАН; НГУ; Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск). SOFDM - солитонное мультиплексирование с ортогональным частотным разделением.
- 10⁰⁰ А.С. Скидин, <u>О.С. Сидельников</u>, М.П. Федорук, С.К. Турицын (*НГУ*, *ИВТ СО РАН, Новосибирск; Институт фотонных технологий, Университет Астона, Бирмингем, Великобритания*). Компенсация нелинейных воздействий на оптический OFDM-сигнал с использованием метода адаптивной модуляции.
- **10²⁰** <u>Е.Г. Шапиро</u>, Д.А. Шапиро (*ИАиЭ СО РАН; НГУ, Новосибирск*). Пропускная способность линий связи с конечной нелинейной памятью.
- 10⁴⁰ <u>О.В. Юшко</u>, О.В. Штырина, М.П. Федорук *(НГУ; ИВТ, Новосибирск)*. Пространственно-временные световые пули в многоядерных волокнах нерегулярной структуры.
- 11⁰⁰ Перерыв на чай-кофе
- 11²⁰ К.Е. Заславский (СибГУТИ, Новосибирск). Расчёт длины пролёта магистрали DWDM при совместной работе усилителей EDFA и Рамана.
- 11⁴⁰ Т.М. Федотенко, А.Е. Беднякова, М.П. Федорук (НГУ; ИВТ СО РАН, Новосибирск).
 Деградация сигнала в оптических линиях связи с распределенным рамановским усилением, вызванная переносом шумов из накачки в сигнал.
- 12⁰⁰ <u>К.А. Волков</u>, М.В. Дашков (*Поволжский государственный университет телекоммуникаций и информатики, Самара*). Численные и аналитические методы моделирования распространения оптических импульсов в линии с управлением дисперсией.

12²⁰ В.А. Варданян (*СибГУТИ, Новосибирск*). Учет нелинейного явления четырехволнового смешивания в WDM-PON сетях.

12⁴⁰ Перерыв на обед

Объединенная сессия семинара и молодежной конференции «Фотоника и оптические технологии» Председатели: Д.В. Чуркин, И.А. Лобач Новый корпус НГУ.

- 14⁰⁰ А.А. Романов (АО «Российские космические системы», Москва). Использование фотонных технологий в космическом приборостроении. (пригл.)
- 14³⁰ О.Е. Наний, <u>В.Н. Трещиков</u> (ООО «Т8 НТЦ»; МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва).
 Тенденции развития когерентных оптических систем связи. (пригл.)
- 15⁰⁰ А.А. Фотиади (University of Mons, Mons, Belgium). Бриллюэновская фотоника. (пригл.)
- 15³⁰ Д.А. Горин (Саратовский национальный исследовательский государственный университет, Саратов; Томский национальный исследовательский политехнический университет, Томск). Дистанционно управляемые наноструктурированные объекты для тераностики. (пригл.)
- 16⁰⁰ Перерыв на чай-кофе
- 16¹⁵ А. Аполонский (Людвиг-Максимимилиан университет Мюнхена; Институт квантовой оптики Макса Планка, Гархинг, Германия). Первые тесты широкополосного лазерного спектрометра среднего ИК диапазона для целей медицинской диагностики. (пригл.)
- 16⁴⁵ А.А. Сысолятин (*ИОФ им. А.М. Прохорова РАН, Москва*). Волоконные лазеры в Fermi National Accelerator Laboratory. (пригл.)
- 17¹⁵ В.К. Сысоев, В.К. Милюков, А.Д. Юдин $(\Phi \Gamma Y \Pi)$ «НПО им. С.А. Лавочкина»; Государственный астрономический институт им П.К. Штернберга, Москва). Применение волоконных лазеров В космосе солнечных для электростанций и гравитационных интерферометров. (пригл.)
- 17⁴⁵ И.С. Шелемба (ООО «Инверсия-Сенсор», Пермь). Российский опыт разработки и применений волоконно-оптических датчиков. (пригл.)
- 18¹⁵ Экскурсия по НГУ

<u> 9 сентября. Пятница</u>

Секция «Применения волоконных лазеров: сенсоры» Председатели: А.А. Сысолятин, В.А. Камынин Малый зал Дома Ученых.

- 9⁰⁰ <u>М.И. Беловолов</u>, А.М. Белоусов, М.М. Беловолов, М.М. Бубнов, Е.М. Дианов, В.М. Парамонов (*НЦВО РАН, Москва*). Волоконные датчики акустической эмиссии: лазерный мониторинг изготовления и регистрация сигналов.
- 9²⁰ <u>Р.В. Ромашко</u>, М.Н. Безрук, С.А. Ермолаев, Д.В. Стороженко, Ю.Н. Кульчин (Институт автоматики и процессов управления ДВО РАН; Дальневосточнй Федеральный институт, Владивосток). Детектирование слабых акустических полей с помощью адаптивной распределенной волоконно-оптической сенсорной сети.
- 9⁴⁰ <u>А.И. Кузьменков</u>, С.П. Никитин, В.В. Горбуленко, О.Е. Наний, В.Н. Трещиков (ООО «Т8 Сенсор»; МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва). Распределенный датчик изменения температуры на основе когерентного рэлеевского оптического рефлектометра.
- 10⁰⁰ <u>А.А. Вольф</u>, А.В. Достовалов, А.В. Парыгин, В.Е. Зюбин, С.А. Бабин (ИАиЭ СО РАН; НГУ, Новосибирск). Запись ВБР для точечных и распределенных измерений фс излучением.
- 10¹⁵ И.И. Нуреев (Казанский национальный исследовательский технический университет им. А.Н. Туполева-КАИ, Казань). Радиофотонные полигармонические системы интеррогации комплексированных волоконно-оптических датчиков.
- 10³⁰ С.С. Якушин, А.В. Достовалов, А.А. Вольф, А.В. Парыгин, С.А. Бабин (ИАиЭ СО РАН; НГУ, Новосибирск).
 Разработка схемы опроса длинных ВБР для измерения величины и положения точечных температурных воздействий.
- 10⁴⁵ <u>В.А. Казаров</u>, О.Г. Морозов, И.И. Нуреев, Л.М. Сарварова, (Казанский национальный исследовательский технический университет им. А.Н. Туполева-КАИ, Казань). Комплексированный волоконно-оптический датчик контроля рабочих характеристик аккумулятора.
- 11⁰⁰ Перерыв на чай-кофе

Секция «Применения волоконных лазеров: биомедицина, обработка и фотомодификация материалов» Председатели: В.А. Бурдин, А.В. Бурдин Малый зал Дома Ученых.

11²⁰ А.А. Голышев, <u>А.М. Оришич</u>, В.Б. Шулятьев (ИТПМ СО РАН, Новосибирск).
 Энергетика качественного реза металлов иттербиевым волоконным лазером.

- 11⁴⁰ С.Г. Баев, В.П. Бессмельцев, Е.П. Горяев, <u>Н.В. Голошевский</u>, М.В. Максимов, В.В. Кастеров (ИАиЭ СО РАН, Новосибирск). Прецизионная автоматическая система лазерной резки заготовок из медной фольги мощным волоконным лазером.
- 12⁰⁰ <u>А.В. Достовалов</u>, В.П. Корольков, В.С. Терентьев, К.А. Окотруб, Ф.Н. Дульцев, С.А. Бабин (ИАиЭ СО РАН; НГУ; Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, Новосибирск). Исследование формирования термохимических лазерно-индуцированных периодических поверхностных структур на поверхности различных металлов.
- 12²⁰ В.П. Аксенов, <u>В.В. Дудоров</u>, В.В. Колосов, Г.А. Филимонов (Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН, Томск). Управление пространственной когерентностью и орбитальным угловым моментом синтезированных оптических полей на основе сложения излучения матрицы волоконных лазеров.
- 12⁴⁰ <u>И.Г. Пальчикова</u>, Е.С. Смирнов, А.А Конев (Конструкторскотехнологический институт научного приборостроения СО РАН; НГУ, Новосибирск).

Особенности применения закона Бугера Ламберта Бэра в анализе цифровых микро изображений.

13⁰⁰ Перерыв на обед

Секция «Лазерная оптика и компоненты: волоконные и гибридные элементы резонатора, интерферометры, дифракционная и интегральная оптика» Председатель: М.П. Федорук, А.Е. Беднякова

- 14⁰⁰ <u>А.Д. Прямиков</u>, Г.К. Алагашев, А.Ф. Косолапов, А.С. Бирюков, И.А. Буфетов (*НЦВО РАН, Москва*).
 Оптические свойства микроструктурированных полых световодов с упрощенной структурой оболочки. (пригл.)
- 14³⁰ <u>В.Е. Сыпин</u>, Н.В. Воронков, К.Ю. Прусаков, О.А. Рябушкин (*НТО «ИРЭ-Полюс»*, Фрязино; МФТИ, Долгопрудный).
 Продольное распределение температуры полимера активного волокна в условиях генерации лазерного излучения.
- 14⁵⁰ А.В. Бурдин, В.А. Бурдин, А.Е. Жуков, А.С. Петров, Н.Л. Севрук (Поволжский государственный университет телекоммуникаций и информатики).
 Моделирование профиля показателя преломления кварцевых волоконных световодов 100/125 с уменьшенной дифференциальной модовой задержкой.
- 15¹⁰ Г.М. Борисов, В.Г. Гольдорт, Д.В. Ледовских, А.А. Ковалёв, В.В. Преображенский, М.А. Путято, Н.Н. Рубцова, Б.Р. Семягин, В.Э. Кисель, А.С. Руденков, Н.В. Кулешов, А.А. Павлюк (ИФП им. А.В. Ржанова СО РАН, Центр оптических материалов и технологий БНТУ, Минск, Беларусь, ИНХ им. А.В. Николаева СО РАН, Новосибирск). Быстродействующие зеркала для лазеров ближнего ИК диапазона.

- 15³⁰ А.Э. Симанчук, С.Н. Атутов, Н.А. Валишева, С.Л. Микерин, А.И. Плеханов, В.А. Сорокин, А.В. Якиманский (ИАиЭ СО РАН, Новосибирск).
 Электрооптические устройства на основе хромофорсодержащих полиимидов.
- 15⁵⁰ <u>Р.К. Насыров</u>, А.Г. Полещук, В.П. Корольков, А.Г. Седухин (ИАиЭ СО РАН, Новосибирск). Применение дифракционной оптики для преобразования лазерных пучков.
- 16¹⁰ <u>В.А. Симонов</u>, В.С. Терентьев, С.А. Бабин (ИАиЭ СО РАН, Новосибирск). Генерация на одной продольной моде в волоконном лазере с отражательным интерферометром
- 16³⁰ Закрытие семинара Экскурсии

Пленарная сессия

Многосердцевинные волоконные световоды - текущее состояние и перспективы применений

<u>С.Л. Семенов^{*}</u>, О.Н. Егорова, М.С. Астапович

Научный центр волоконной оптики РАН, Москва *E-mail: <u>SLS@fo.gpi.ru</u>

Идея о том, что в волоконном световоде может быть не одна, а несколько сердцевин, возникла более 30 лет назад вскоре после появления одномодовых световодов [1,2], у которых диаметр световедущей сердцевины оказывается менее 10 мкм, что позволяет даже в стандартном внешнем диаметре стеклянной оболочки 125 мкм расположить несколько сердцевин (Рис.1).



Рис.1. Поперечное сечение односердцевинного (слева) и многосердцевинного (справа) волоконного световода.

Долгое время эта идея не получала развития, так как основное внимание было сфокусировано на усовершенствовании свойств обычных одномодовых волоконных световодов, расширении рабочего спектрального диапазона и спектральном уплотнении каналов, а также на увеличении скорости передачи информации в каждом отдельном спектральном канале.

Многосердцевинные световоды снова возникли в повестке дня в применении к оптической связи в 2009-2010 годах, когда стали появляться публикации о приближении предела роста скорости передачи информации по одному световоду [3-5]. По аналогии со спектральным уплотнением каналов (wavelength-division-multiplexing – WDM) появился термин «пространственное уплотнение каналов» (space-division-multiplexing – SDM).

Пространственное уплотнение каналов с использованием многосердцевинных волоконных световодов позволяет увеличить скорость передачи информации, снизить габариты и вес оптических кабелей как в длинных линиях связи, так и в локальных сетях доступа [6,7], бортовых системах связи, трактах передачи сигнала в центрах обработки и хранения данных и суперкомпьютерах [8,9] и т.п. Недавно в ряде работ было предложено использовать многосердцевинные световоды также для задач радиофотоники [10,11].

Высокую активность в разработке и продвижении многосердцевинных световодов проявляют мировые лидеры по производству телекоммуникационных световодов и созданию оборудования для линий связи на волоконных световодах (OFS, Corning, Alcatel-Lucent. NTT Corporation, NEC Corpotation, Fujikura, Sumitomo и др.) и связанные с ними исследовательские лаборатории и центры. В результате за последние 5 лет в научной литературе появилось, по меньшей мере,

несколько сотен публикаций по теме «многосердцевинные волоконные световоды», посвященных как разнообразным вариантам конструкции таких световодов и созданию их экспериментальных образцов, так и различным аспектам их применения в волоконно-оптических линиях связи и экспериментальному исследованию их реальной работы в макетах линий связи.

В целом следует отметить, что многосердцевинные световоды показали перспективность И что приближается время ИХ практического свою использования. Однако до этого еще должна быть решена проблема эффективного, дешевого и надежного ввода-вывода излучения, а для применений линиях связи большой протяженности также требуется разработка В многосердцевинных волоконных усилителей.

В докладе будет представлено текущее состояние проблемы и перспектив многосердцевинных световодов, а также будет дан обзор работ НЦВО РАН в этой области.

Работы по многосердцевинным световодам в НЦВО РАН поддержаны Министерством образования и науки РФ (проект RFMEFI60715X0138).

Литература

- [1] S. Inao, T. Sato, S. Senstsui, T. Kuroha, and Y. Nishimura, *in Optical Fiber Communication Conference (OFC'79)*, Paper WB1 (1979)
- [2] S. Berdagu'e and P. Facq, Appl. Opt., 21, 1950–1955 (1982).
- [3] A.Chraplyvy. *European Conference on Optical Communications (ECOC'2009)* plenary talk (2009)
- [4] R. Essiambre, et al, J. Lightwave Technol. 28 (4), 662–701 (2010)
- [5] D. Ellis, J. Zhao, and D. Cotter, J. Lightwave Technol., 28 (4), 423–433 (2010);
- [6] B. Rosinski, et al., J. Lightwave Technol., 17 (5), 807-810 (1999).
- [7] B. Zhu, et al., *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 22, 1647-1649 (2010).
- [8] J. Berthold, in ECOC'2012, Paper OW1J.1 (2012).
- [9] M. Taubenblatt, in ECOC'2011, Paper OThH3 (2011).
- [10] I.Gasulla, J.Capmany, IEEE Photonics Journal, 4 (3), 877-888 (2012).
- [11] S. Garcia, I.Gasulla, Opt. Express, 23 (3) 2403-2415 (2015).

3D печать для нанофотоники

<u>В.Я. Принц</u>^{*}, А.Б. Воробьев, К.Б. Фритцлер

Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, Новосибирск *E-mail: <u>prinz@isp.nsc.ru</u>

В обзорной части доклада рассмотрены основы 3D печати (аддитивных микро- и нанотехнологий). К аддитивным технологиям относятся технологии, в которых создание структур и приборов осуществляется с помощью послойного нанесения материала согласно объемной модели, сформированной с помощью программ автоматизированного проектирования CAD (computer-aided design). Основное внимание уделено технологиям, позволяющим формировать объемные наноструктуры, среди которых технология двухфотонной полимеризации, позволяющая формировать объекты с размерами менее 10 нм. Рассмотрены преимущества и недостатки технологий электродинамической струйной печати, лазерного переноса материала, цифровой проекционной стереолитографии.

Демонстрируются структуры и материалы нанофотоники, которые возможно сформировать только с помощью технологии 3D печати. Рассмотрены свойства метаматериалов и фотонных кристаллов, в том числе, со специально варьируемой фотонной решеткой, кристаллов с элементарной ячейкой в виде гироида (гироид - это трехмерная трижды периодичная минимальная поверхность, которая разделяет пространство на лабиринты противоположной киральности).

С помощью 3D печати на торце оптоволокна созданы различные микро- и нанофотонные оптические элементы – линзы, призмы, решетки и сенсорные системы (Лаборатория на волокне).

Рассмотрены фотонные топологические изоляторы, сформированные с помощью 3D печати. Их основным свойством является наличие краевых или поверхностных топологически защищенных электромагнитных состояний. Они потенциально применимы как устойчивые к дефектам однонаправленные волноводы, а также как модельные системы для изучения фундаментальной физики, например, фотонных аналогов двумерных электронных систем в режиме квантового эффекта Холла.

В заключение демонстрируются структуры, сформированные с помощью 3D печати в Институте физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН.

Работа выполнена за счет гранта Российского научного фонда (проект № 15-12-00050).

Российский квантовый центр: сочетание фундаментальной науки и прорывных технологий

Р.Р. Юнусов

Российский квантовый центр, Сколково E-mail: <u>ry@rqc.ru</u>

Квантовая физика играет определяющую роль для развития широкого спектра технологических направлений. Доклад будет посвящен Российскому квантовому центру (РКЦ) — площадке, обеспечивающей синергию передовых фундаментальных исследований и разработки технологий «сегодняшнего дня». В РКЦ функционирует 10 научных групп и 12 прикладных проектов на различных стадиях технологической готовности. Будут освящены основные направления деятельности научных групп РКЦ, а также результаты, полученные в рамках прикладных проектов.

Специальная сессия по нанофотонике

Оптомеханика в микроструктурированных световодах

Р.Е. Носков

Max Planck Institute for the Science of Light, Erlangen, Germany E-mail: nanometa@gmail.com

Микроструктурированные световоды представляют собой тонкие (порядка толщины человеческого волоса) стеклянные нити, обладающие внутренней микроструктурой вдоль всей своей длины. Такая микроструктура открывает широкий спектр возможностей для управления распространением света, включая манипуляцию оптомеханическими взаимодействиями.

В настоящем докладе будут рассмотрены сдвоенные мембранные оптоволокна (СМО) (dual-web fibers), ядро которых содержит пару гибких стеклянных пластин, прикреплённых к внутренним стенкам волоконного капилляра (рис. 1(а)). Будучи очень близко расположенными по отношению друг к другу и слегка утолщёнными в центре, мембраны образуют систему взаимодействующих оптических волноводов. Давление света, обусловленное возбуждением чётных (нечётных) оптических мод вызывает притяжение (отталкивание) пластин, что приводит к значительной оптомеханической нелинейности, проявляющейся в нелинейном сдвиге фазы оптического излучения [1,2].

Другой характерной особенностью СМО является плоская дисперсионная характеристика акустических изгибовых волн мембран с частотой отсечки, составляющей несколько мегагерц. Это обстоятельство приводит к пренебрежимо малой дисперсии групповой скорости (ДГС) оптического излучения и, как автоматическому фазовому следствие, синхронизму между огромным анти-стоксовских количеством стоксовских и частотных гармоник при внутримодовом рассеянии (рис. 1(б)). Причём стоксовский частотный сдвиг в такой системе, в отличии от классического рассеяния Мандельштама-Брюллена, не зависет от частоты оптической накачки, а однозначно определяется частотой отсечки акустической моды, что делает неупругое рассеяние света в СМО схожим с раманоским рассеянием на молекулах. По этой причине этот тип рассеяния света был назван раманоподобным (Raman-like light scattering) [3].



Рис. 1. (а) Микрофотография поперечного сечения сдвоенного мембранного оптоволокна. (б) Дисперсионная диаграмма внутримодового рассеяния в СМО.

В 1965 г. Н. Блоемберген и Ю. Шен предсказали полное подавление стимулированного рассеяния света (ПСРС) при условии равенства частот и волновых чисел фононов, которые генерируются и аннигилируются при рассеянии оптической накачки в стоксовскую и антистоксовскую гармоники [4]. Другими словами в такой системе стимулированное рассеяние монохроматичной накачки невозможно в виду того, что каждый фонон, рождённый рассеянием фотона накачки в стоксовский фотон, будет немедленно аннигилирован при переходе фотона накачки в антистоксовский фотон, что подавляет создание популяции фононов, необходимой для стимулированного рассеяния.

ПСРС, предсказанное Блоембергеном и Шеном, должно иметь место в СМО в силу принебрежимо малой ДГС. Однако измерения показали обратное, а именно возникновение почти симметричной частотной гребёнки в выходном сигнале при запитывании десятисантиметрового волокна непрерывным монохроматическим излучением с мощностью порядка нескольких милливатт [3]. Для объяснения этого парадоксального результата была разработана и успешно апробирована уникальная техника неинвазивной томографии акустических вибраций в ядре Реконструированное таким образом пространственно-частотное волокна. распределение акустических колебаний показало, что симметрия между внутримодовым рассеянием в стоксовскую и антистоксовскую гармоники присутсвием качественно отличного нарушена схожего, HO эффекта: стимулированного межмодового рассеяния между различными оптическими модами СМО [5]. Этот новый механизм делает возможным создание эффективных оптомеханических осцилляторов, требующих всего несколько милливатт оптической мощности, без использования как электроники так и любой разновидности оптического резонатора.

Квазистатическая природа фононов, участвующих во внутримодовом рассеянии, открывает также привлекательные перспективы по ультрабыстрому когерентному контролю изгибовых колебаний одновременно вдоль всей длины волокна. В докладе будет показано, что если запитывать СМО двухчастотным излучением со смещением, равным частоте акустической моды, и очень быстро переключить фазу одной из гармоник на π , можно добиться полного подавления популяции фононов на временном масштабе, много меньшим времени жизни фонона. Более того, достаточно быстрое периодическое переключение фазы позволяет полностью подавить генерацию акустических вибраций на резонансной частоте.

Литература

- [1] A. Butsch, M. S. Kang, T. G. Euser, et al, *Phys. Rev. Lett.* 109, 183904 (2012).
- [2] J. R. Koehler, A. Butsch, T. G. Euser, et al, Appl. Phys. Lett. 103, 221107 (2013).
- [3] A. Butsch, J. R. Koehler, R. E. Noskov, et al, Optica 1, 158–164 (2014).
- [4] Y. R. Shen and N. Bloembergen, Phys. Rev. 137, A1787-A1805 (1965).
- [5] J. R. Koehler, R. E. Noskov, A. A. Sukhorukov, et al, APL Photonics 1, 056101 (2016).

Компоненты нанофотоники для телекоммуникационных применений

А. Шипулин

Technical University of Darmstadt, Merckstraße 25, 64283 Darmstadt, Germany. E-mail: <u>chipouline@imp.tu-darmstadt.de</u>

Оптические компоненты работающие на основе эффекта поверхностных плазмонов (surface plasmon polaritons - SPP) в качестве волноводной моды открывают новые возможности для различных применений фотоники на чипе, где требуется большая ширина спектра, низкая мощность и маленькие размеры интегральных схем [1].

SPP представляет из себя поверхностную волну, распространяющуюся между двумя метериалами с различными знаками реальной части диелектрической проницаемости (например, металлы на частотах ниже чем плазмонная частота и диелектрике).

Электроны на поверхности металла могут совершать когерентные с полем коллективные движения [2] и таким образом поддерживать локализацию моды на субволновых размерах, что является привлекательным свойством позволящим уменьшить размеры интегральных оптических схем. Были продемонстрированы различные наноплазмонные компоненты начиная от пассивных волноводов [3], соединителей и поляризационных ответвителей [4], до активных компонент, таких как кольцевые и дисковые резонаторы [5] и модуляторы [6].

Авторы [3] сообщили об успешной передаче данных со скоростью 480 Гбит/с в аггрегированном трафике (12 каналов по 40 Гбит/с в каждом) по гибридным металло-диелектрическим волноводам. Гибридные металлодиелектрические волноводы (Dielectric-loaded SPP waveguides - DLSPPWs) состоят из нанесённого на металлическую подложку дизелектрика и представляют из себя одну из основных конфигураций плазмонных волноводов [7]. DLSPPWs демонстрируют суб волновую локализацию SPP с типичной длиной распространения 50 микрометров на длине волны 1550 нм [8]. Длина распространения может быть существенно увеличена в так называемых longrange DLSPPWs (LR-DLSPPWs), в которых длина распространения сигнала может составлять миллиметры при сохранении относительно высокой степени локализации [9]. В экспериментальном исследовании LR-DLSPPWs на длинах волн С-полосы оптических коммуникаций (1550 нм) продемонстрировано распространение на длину 500 микрон при перпендикулярных размерах моды около одного микрона [10].

В этой статье мы сообщаем об успешной попытке распространения сигнала в 10 Гбит/с в формате амплитудной модуляции через LR-DLSPPWs с пренебрижимо малой деградацией содержания потока.

Литература

- [1] V. J. Sorger, R. F. Oulton, R.-M. Ma, and X. Zhang, "Toward integrated plasmonic circuits," MRS Bulletin 37,728–738 (2012).
- [2] R. H. Ritchie, "Plasma losses by fast electrons in thin films," Phys. Rev. 106, 874-881 (1957).
- [3] D. Kalavrouziotis, S. Papaioannou, G. Giannoulis, D. Apostolopoulos, K. Hassan, L. Markey, J.-C. Weeber, A. Dereux, A. Kumar, S. I. Bozhevolnyi, M. Baus, M. Karl, T. Tekin, O. Tsilipakos, A. Pitilakis, E. E. Kriezis, H. Avramopoulos, K. Vyrsokinos, and N. Pleros, "0.48tb/s (12x40gb/s)

wdm transmission and high-quality thermo-optic switching in dielectric loaded plasmonics," Opt. Express 20, 7655–7662 (2012).

- [4] V. A. Zenin, V. S. Volkov, Z. Han, S. I. Bozhevolnyi, E. Devaux, and T. W. Ebbesen, "Directional coupling in channel plasmon-polariton waveguides," Opt. Express 20, 6124–6134 (2012).
- [5] S. Randhawa, A. V. Krasavin, T. Holmgaard, J. Renger, S. I. Bozhevolnyi, A. V. Zayats, and R. Quidant, "Experimental demonstration of dielectric-loaded plasmonic waveguide disk resonators at telecom wavelengths," Applied Physics Letters 98, 161102 (2011).
- [6] D. Pacifici, H. J. Lezec, and H. A. Atwater, "All-optical modulation by plasmonic excitation of cdse quantum dots," Nat Photon 1, 402–406 (2007).
- [7] T. Holmgaard and S. I. Bozhevolnyi, "Theoretical analysis of dielectric-loaded surface plasmonpolariton waveguides," Phys. Rev. B 75, 245405 (2007).
- [8] T. Holmgaard, Z. Chen, S. I. Bozhevolnyi, L. Markey, A. Dereux, A. V. Krasavin, and A. V. Zayats, "Bend- and splitting loss of dielectric-loaded surface plasmon-polariton waveguides," Opt. Express 16, 13585–13592 (2008).
- [9] T. Holmgaard, J. Gosciniak, and S. I. Bozhevolnyi, "Long-range dielectric-loaded surface plasmonpolariton waveguides," Opt. Express 18, 23009–23015 (2010).
- [10] V. S. Volkov, Z. Han, M. G. Nielsen, K. Leosson, H. Keshmiri, J. Gosciniak, O. Albrektsen, and S. I. Bozhevolnyi, "Long-range dielectric-loaded surface plasmon polariton waveguides operating at telecommunication wavelengths," Opt. Lett. 36, 4278–4280 (2011).

Линейные и нелинейные волны в гиперболическом волноводе

<u>А.И. Маймистов</u>^{1,2,*}, Е.И. Ляшко²

¹ Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ, Москва ² Московский физико-технический институт, Долгопрудный, Московская обл. ^{*}E-mail: maimistov@mail.ru

Гиперболическая среда представляет собой анизотропную одноосную среду, главные компоненты тензора диэлектрической проницаемости (или магнитной восприимчивости) которой имеют разные знаки. Изочастотные поверхности в пространствен волновых векторов для необыкновенной волны в такой среде представляют собой гиперболоид [1-3]. Благодаря указанной особенности, для гиперболических сред характерен ряд интересных оптических явлений: сверхразрешение, гигантский эффект Парселла, отрицательное преломление, сингулярности фотонной плотности состояний и т.д. [2]. Необычные свойства приобретают поверхностные волны на границы раздела между обыкновенной и гиперболической средой. В работе [4] было отмечено, что полное внутреннее отражение для TM волны в планарном волноводе, окружение которого представляют собой гиперболические среды, наблюдается для углов падения, меньших некоторого критического значения, α_0 . Это приводит к двум наборам частот отсечки для TM волн. Каждая мода направляется волноводом только в некотором ограниченном диапазоне частот излучения или толщин диэлектрического слоя.

Здесь представлены результаты теоретических исследований линейного симметричного и нелинейного асимметричного планарного волновода. Линейный волновод образован слоем изотропного диэлектрика, окруженного гиперболическими средами. Нелинейный волновод представляет собой слой изотропного диэлектрика, расположенного на подложке из изотропного диэлектрик, характеризуемого кубическим нелинейным откликом, покровный слой является гиперболической средой. Ось анизотропии направлена перпендикулярно границам раздела слоев волновода. В такой геометрии наиболее интересными будут ТМ волн, которые являются необыкновенными. Все среды предполагались немагнитными. Как в линейном, так и в нелинейном случае волновод удерживает электромагнитное излучение ТМ мод только если диэлектрические проницаемости гиперболической среды удовлетворяют условиям $\varepsilon_a < 0$, $\varepsilon_e > 0$. Здесь ε_a обозначает диэлектрическую проницаемость обыкновенной волны, а ε_e – диэлектрическую проницаемость необыкновенной волны. Примером такой среды является метаматериал, образованный чередующимися субволновыми слоями проводника и диэлектрика [5].

В линейном случае было найдено дисперсионное соотношение для направленных ТЕ и ТМ волн, показано, что при $\varepsilon_e < \varepsilon_2$ для каждой ТМ моды существует две частоты отсечки. Таким образом, для каждой ТМ моды определен интервал частот (интервал толщин сердцевины), при которых в волноводе может распространяться направленная волна. При условии, что $\varepsilon_e > \varepsilon_2$ две частоты отсечки определены только для фундаментальной моды, для высших индексов направленные ТМ волны аддитивно накапливаются с ростом толщины или частоты, подобно направленным волнам обычного диэлектрического волновода.

Материалы Российского семинара по волоконным лазерам 2016

В нелинейном случае для каждого индекса моды при превышении мощностью излучения определенного порогового значения появляется дополнительная ветвь решений: при одних и тех же параметрах в волноводе могут распространяться ТМ моды, различающиеся поперечным распределением электрического поля (Рис.1). В одном случае в нелинейном веществе подложки присутствует максимум электрического поля, в другом – поле в веществе подложки монотонно спадает с ростом расстояния от границы с сердцевиной. Нелинейные моды с монотонно спадающим полем возможны при любых значениях мощности излучения. При $\varepsilon_e < \varepsilon_2$, как и в линейном случае, для обеих ветвей решений любых мод определены дополнительные частоты отсечки, так что число удерживаемых волноводом ТМ мод всегда конечно. Такое явления не предвидится в случае стандартного нелинейного диэлектрического волновода. Для данного случая также рассмотрено влияние полного потока мощности на эффективный показатель преломления моды.



Рис.1 Дисперсионные кривые для нелинейных ТМ мод волновода с гиперболическим покровным слоем в случае: $n_e < n_2$ (левая панель), $n_e > n_2$ (правая панель)

Замечено, что в случае линейного волновода эффективный показатель может стать равным нулю. Это означает малые значения проекции на направление оси волновода вектора Пойнтинга или групповой скорости волн в гиперболических волноводах данного типа. В случае стандартного (эллиптического) анизотропного диэлектрического волновода эффективный показатель принадлежит конечному промежутку значений, минимальное из которых всегда больше нуля.

Исследование выполнено при поддержке Российского научного фонда (проект №14-22-00098).

Литература

- [1] M.A. Noginov et al, Appl. Phys. Letts. 94. 151105 (2009.).
- [2] V.P. Drachev et al, Optics Express 21, 15048 (2013).
- [3] P. Shekhar et al, Nano Convergence 1, 1 (2014)
- [4] Е.И. Ляшко, А.И. Маймистов, Квантовая электрон. 45 1050 (2015)
- [5] I. Satoshi et al, Optics Letts, 39, 4663-4666 (2014).

Сверхизлучение недиковских состояний

<u>А.П. Виноградов</u>^{1,2,*}, Н.Е. Нефедкин^{1,3}, Е.С. Андрианов¹, А.А. Лисянский⁴, А.А. Пухов^{1,2}

¹Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н.Л. Духова ²ИППЭ РАН

³Московский физико-технический институт (государственный университет) ⁴Квинс Колледж Городского университета Нью-Йорка, Соединенные Штаты Америки ^{*}E-mail: <u>a-vinogr@yandex.ru</u>

В 1954г. Дике предсказал явление резкого увеличения скорости спонтанного излучение ансамбля независимых излучателей – сверхизлучение (СИ) [1]. Явление было предсказано Дике для квантовых излучателей, находящихся в субволновом объеме. Дике было показано, что увеличение интенсивности излучения N двухуровневых систем достигается за время $\sim \log N / N$. Пик сверхизлучения длится время в 1/N раз меньшее, чем время излучения отдельного излучателя, а максимальная интенсивность излучения $\sim N^2$. В модели Дике предполагается, что атомы взаимодействуют друг с другом исключительно через ими же излученное поле.

Дике предполагал, что все N излучателей неразличимы, т.е. волновая функция системы симметрична по перестановке любых двух излучателей. Более того рассматривалась ситуация, когда число излучателей в верхнем состоянии равно n, u, соответственно, число излучателей в нижнем состоянии равно N-n. Такие специальные $|N,n\rangle$ состояния принято называть состояниями Дике. Важно, что в таких состояниях дипольный момент всей системы равен нулю. В качестве начального выбиралось состояние, когда все излучатели находились в верхнем возбужденном состоянии, т.е. n = N. Более того, Дике предполагал, что в процессе эволюции один из излучателей переходит в нижнее состояние, а вся система оказывается в новом диковском, т.е. что система всегда находится в одном из диковских состояний.

Несмотря на обильную литературу [2-4], наглядного механизма явления предложено не было.

В данной работе для описания явления введен оператор фазы. Так как состояние Дике симметрично по перестановкам излучателей, то средняя разность фаз любых двух излучателей равна нулю, и существенную роль играет дисперсия этой разности. Из-за квантовомеханической нелинейности системы двухуровневых излучателей среднеквадратичное отклонение разности фаз зависит от времени, достигая минимума в момент излучения СИ-пика.

При рассмотрении начального недиковкого состояния излучателей с ненулевым дипольным моментом, показано, что для состояний этих излучателей тоже можно ввести оператор фазы. Найдена связь фазы дипольных моментов каждого излучателя с фазой всего состояния. Оказалось, что механизм образования СИ всплеска тот же, что и для состояний Дике, – уменьшение дисперсии фаз состояний. Но в этом случае удается «визуализировать» процесс, рассматривая фазы дипольных моментов, которые имеют ясную физическую интерпретацию. Показано. что в силу квантовомеханической нелинейности имеется точка притяжения фаз дипольных моментов. В момент минимальной дисперсии фазы состояния фазы дипольных моментов сближаются, и синфазная интерференция дипольных моментов излучателей порождает СИ.

Ранее [5] было показано, что СИ наблюдается в системе классических нелинейных излучателей, поэтому наряду с квантовомеханическими системами была рассмотрена система классических нелинейных излучателей. Показано, что СИ наблюдается только в системе нелинейных излучателей, у которых существует точка притяжения фаз. Как и для квантовомеханической системы, СИ всплеск наблюдается при сближении фаз излучателей.

Таким образом, СИ возникает в системе нелинейных излучателей как квантовомеханическихой, так и классической природы. Стягивание траекторий фаз к точке притяжения, возникшее из-за нелинейности системы, приводит к синфазной интерференции и всплеску СИ.

Литература

[1] R.H. Dicke, Phys. Rev. 93, 99 (1954).

- [2] M. Gross and S. Haroche, Phys. Rep. 93, 301 (1982).
- [3] Л.И. Меньшиков, *УФН* **169**, 113 (1999).

[4] А.В. Андреев, В.И. Емельянов, Ю.А. Ильинский, Кооперативные эффекты в оптике (Наука, Москва, 1988).

[5] Л.А. Вайнштейн and А. И. Клеев, ДАН **311**, 862 (1990).

Аномальное преломление и отражение видимого света при рассеянии на решетке серебряных димеров

<u>С. Белан^{*}</u>, В. Парфеньев, С. Вергелес

Московский физико-технический институт, Долгопрудный Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау РАН, Черноголовка ^{*}E-mail: <u>belan@itp.ac.ru</u>

Манипуляция фронтом электромагнитной волны на наномасштабе это одна из центральных задач современной фотоники. Недавний значительный прогресс в этой области связан прежде всего с использованием так называемых метаповерхностей, которые представляют собой двумерные массивы металлических частиц субволнового размера с промодулированными в пространстве геометрическими параметрами. Сложная структура элементарной ячейки таких массивов позволяет получать эффекты аномального преломления и отражения света.

В данной работе мы предложили метаповерхность в виде периодической решетки металлических цилиндров для манипулирования волновым фронтом видимого света [1]. Элементарная ячейка решетки состоит из пары (димера) длинных металлических цилиндров. Рассмотрение включает случаи как продольной (рис. 1a) так и поперечной (рис. 1b) ориентации димеров по отношению к направлению периодичности системы. Показано, что решетка продольно ориентированных димеров субволнового радиуса может преломлять падающую ТЕ-волну отрицательным образом, в то время как поперечная ориентация димеров при определенных условиях ведет к эффекту отрицательного отражения. Эти необычные эффекты связанны с резонансным возбуждением сильно локализованных плазмонных мод в зазорах между цилиндрами. Отметим, что эффективность предложенной схемы ограничена только омическими потерями в металле и теоретически может достигать 100% в пределе бездиссипативных димеров.



Литература

[1] Belan, S., Parfenyev, V., Vergeles, S. S. (2015). Negative-angle refraction and reflection of visible light with a planar array of silver dimers. Optical Materials Express, 5(12), 2843-2848.

Оптическое поле у входа в субволновую щель

<u>Д.А. Шапиро</u>,^{1,2} Д. Нис,³ О.В. Белай,¹ М. Вурм,³ В.В. Нестеров^{3,*}

¹Институт автоматики и электрометрии СО РАН, Новосибирск ²Новосибирский государственный университет, Новосибирск ³Государственный физико-технический институт, Брауншвейг *E-mail: vladimir.nesterov@ptb.de

В работе [1] предсказана новая светоиндуцированная сила, возникающая при распространении электромагнитной волны между проводящими плоскостями. Когда вектор электрического поля перпендикулярен стенкам (на



Рис. 1. Геометрия щели.

Рис. 1 направлен по оси *x*), сила становится притягивающей из-за взаимодействия поверхностных плазмонов:

$$F = \frac{\mu_0 H_0^2 |h|^2 \lambda}{4\pi} \frac{|\varepsilon_1|}{\varepsilon_2},$$
(1)

единицу длины в где сила на направлении оси Ζ, H_0 амплитуда падающей волны, $h = H_z(0,0)/H_0$ нормированное магнитное поле в начале координат, μ_0 – магнитная проницаемость вакуума, $\lambda = 2\pi/k_0$ – длина волны, $\varepsilon = \varepsilon_1$ + $i\epsilon_2$ диэлектрическая проницаемость

металла. Легко найти *h* в предельных случаях большой и малой полуширины щели *l* по сравнению с длиной волны λ . При $2l << \lambda$ складываются падающая и отраженная волны равной амплитуды и h = 2, а при $2l >> \lambda$ отражения нет, поэтому h = 1. Для тестового эксперимента важно знать переходную кривую, зависимость в промежуточном случае. Цель данной работы – расчет такой зависимости.

Поле $H_z(x, y) = u(x)e^{i\beta y}$ подчиняется уравнениям Максвелла. На границе идеального проводника потребуем непрерывности магнитного поля и обращения в нуль его нормальной производной. Как и в задаче об экстраординарном прохождении через щель [2], решение можно искать в виде ряда при y > 0 и интеграла Фурье при y < 0. Поле в начале координат есть $h = b_0 + 2\sum_{m=0}^{\infty} b_m$, а коэффициенты b_m находятся из системы:

$$b_{m} + \sum_{m'=1}^{\infty} T_{mm'} b_{m'} = 2\delta_{m,0}, \quad T_{mm'} = l \frac{\beta_{m'}(2-\delta_{m',0})}{4\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{f_{m,k}f_{m',k}}{\kappa_{k}} dk, \quad (2)$$

e
$$f_{m,k} = \operatorname{sinc}(kl + \pi m) + \operatorname{sinc}(kl - \pi m),$$

где

 $\kappa_k = \sqrt{k_0^2 - k^2}, \ \beta_m = \sqrt{k_0^2 - \pi^2 m^2/l^2}.$

Подробности решения системы (2) приведены в работе [3]. При больших номерах *m* константа распространения β_m становится чисто мнимой, поэтому слагаемые с $m > k_0 l/\pi$ не вносят существенного вклада. С ростом ширины щели появляются новые распространяющиеся моды и надо учитывать больше слагаемых. Результаты для 100 слагаемых приведены на Рис. 2 вместе с численным расчетом с помощью программы JCMsuite [4]. При расчете бесконечная область ограничивалась искусственными неотражающими слоями

[5]. Показатель преломления для золота на длине волны $\lambda = 1.55$ µm выбирался равным $\sqrt{\varepsilon} = 0.3226 + 10.62i$. Хорошее согласие расчетов для идеального металла $(\varepsilon \to -\infty)$ и золота объясняется большим по абсолютной величине значением проницаемости $\varepsilon \approx -100$. Поэтому в приближенном расчете можно пользоваться формулами для идеального металла. В пределе $a = k_0 l \to 0$ зависимость силы (1) от параметра *a* существенно упрощается: F(a) = F(0)(1 - 2a).

Учет конечной диэлектрической проницаемости и поглощения в реальном металле сводится к изменению константы распространения β_0 . Константа выражается как $\beta_0 = k_0 \sqrt{\kappa^2 + 1}$ через собственное значение к, которое в свою очередь находится из дисперсионного уравнения

th
$$\kappa a = -\frac{\sqrt{\kappa^2 + 1 - \varepsilon}}{\kappa \varepsilon}$$
 (3)

Если $|\varepsilon_1| \gg 1, \varepsilon_2$ собственное значение растет при малой безразмерной ширине щели как к $\propto a^{-1/2}$ из-за сильного взаимодействия поверхностных плазмонов на малых расстояниях. Это взаимодействие объясняет, почему на Рис. 2(а), когда в щели распространяется только нулевая мода ($a < \pi$), точки, рассчитанные для золота, лежат систематически ниже сплошной кривой, построенной для идеального металла.

Таким образом, показано, что переходная кривая имеет пилообразный вид с медленным затуханием. В интересном для эксперимента субволновом пределе сила выражается простой формулой. Исследование плазмонной силы притяжения открывает возможность практических приложений, в частности, в манипуляции субмикронными металлическими частицами и в технике микропереключателей.



Рис. 2. Квадрат (а) и фаза (b) нормированного поля h как функция безразмерной полуширины щели $a = k_0 l$: идеальный металл (сплошная линия) и золото (точки).

Работа поддержана Немецким научно-исследовательским обществом (DFG NE 1550/2-1 и DFG NE 1550/2-2) и Российским фондом фундаментальных исследований (№ 16-52-12026).

Литература

- [1] V. Nesterov, L. Frumin, E. Podivilov, EPL 94, 64002 (2011).
- [2] B. Sturman, E. Podivilov, M. Gorkunov, Phys. Rev. B 82, 115419 (2010).
- [3] D. Shapiro, D. Nies et al, Opt. Express 24, 15972-15977 (2016).
- [4] S. Burger, L. Zschiedrich et al, in *Integrated Photonics and Nanophotonics Research and*
- Applications. (OSA, 2008), p. ITuE4.
- [5] J.-P. Berenger, J. Comp. Phys. 114, 185-200 (1994).
Особенности переключения нелинейной нанофотонной системы под действием пикосекудного импульса

Н.А. Гиппиус

Сколковский институт науки и технологий E-mail: <u>n.gippius@skoltech.ru</u>

В работе исследуется процесс переключения бистабильной системы с кубической (Керровской) нелинейностью под действием короткого светового импульса. Для системы, исходно находящейся на нижней ветви бистабильной кривой вероятность возбуждения (т.е. перехода в состояние на верхней ветви) существенно немонотонной функцией оказывается как амплитуды переключающего импульса так и его фазы относительно опорной накачки. фазе импульса вероятность возбуждения сохраняет Усредненная по немонотонную зависимость от энергии переключающего импульса и даже для достаточно больших энергий переключающего импульса содержит области, в которых возбуждения системы не происходит.





Рис. 1. Области возбуждения на фазовой плоскости амплитуды переключающего импульса. Синим цветом показаны амплитуды импульса, для которых система остаётся на нижней ветви бистабильной кривой.

Рис. 2. Усредненная по фазе вероятность возбуждения бистабильной системы.

На Рисунках 1 и 2 приведены примеры расчётов вероятности переключения бистабильной системы с шириной резонанса 0.03 meV (время затухания 20пс) и расстройки 0.5 меВ под воздействием импульса длительностью 2 пс. Амплитуда импульса изменяется от нуля до 2, что в 40 раз превышает величину внешней монохроматической накачки (0.05), выбранной в середине нижней бистабильной ветви. В докладе обсуждаются возможные экспериментальные проявления рассмотренного режима.

Термическая перестройка спектра волоконных решеток с помощью резистивного покрытия на основе однослойных углеродных нанотрубок

<u>Ю.Г. Гладуш^{1,2,*}</u>, О.И. Медведков³, С.А. Васильев³, Д.С. Копылова¹, В.Я. Яковлев¹, А.Г. Насибулин^{1,4}

¹Сколковский институт науки и технологий ²Институт спектроскопии Российской академии наук ³Научный центр волоконной оптики РАН ⁴Университет Аальто, Факультет прикладной физики, Финляндия ^{*}E-mail: <u>y.gladush@skoltech.ru</u>

Волоконные решетки имеют широкий спектр применений в оптических системах в качестве зеркал, узкополосных фильтров, компенсаторов дисперсии, чувствительных элементов датчиков и тд. Для многих приложений необходимо иметь возможность перестраивать резонансную длину волны решетки. Это может быть достигнуто либо деформацией решетки, либо с помощью термического нагрева. В последнем случае широко исследовались металлические покрытия, нагревающие волоконный световод при протекании тока [1]. В данной работе мы предлагаем использовать в качестве резистивного покрытия пленку на основе однослойных углеродных нанотрубок (ОУНТ), покрывающую волоконный световод в области решетки.

Для данной работы ОУНТ были синтезированы аэрозольным методом химического осаждения из газовой фазы, проходящего при термическом разложения паров ферроцена $Fe(C_5H_5)_2$ в атмосфере монооксида углерода (СО) и на выходе из реактора осаждались на целлюлозный фильтр [2]. Данный подход позволяет получить однородные по толщине слои от 10 нм до 100 нм толщиной, поглощающие в оптическом диапазоне от 5% до 40% соответственно. Благодаря высокой адгезии ОУНТ данные пленки могут перенесены на широкий класс поверхностей различной кривизны методом сухого переноса. Использование таких покрытий из ОУНТ дает следующие преимущества: для их нанесения не требуется оборудование, они обладают исключительно низкой теплоемкостью, сопротивлением можно управлять при помощи допирования, не сдвигает спектр при нанесении на длиннопериодные решетки.

В работе показана возможно сдвига линии волоконных брегговских решеток (ВБР) и длинно-периодных решеток с помощью покрытия на основе ОУНТ без изменения формы спектра (рис.1). Получены основные характеристики процесса, в том числе коэффициент теплоотдачи и постоянная времени процесса. Показано, что с использованием пленки ОУНТ возможно произвести нагрев оптического световода до 400 0 С при приложении напряжения всего несколько вольт и осуществить перестройку резонансной линии на 4 нм для ВБР и на 12 нм для длиннопериодной решетки.



Рис.1 Сдвиг спектра отражения пропускания при термическом нагреве.

Работа выполнена при поддержке министерства образования России (№RFMEFI58114X0006).

Литература

Limberger H.G., Ky N.H., Costantini D.M., Salathé R.P., Muller C.A., Fox G.R. *IEEE Photonics Technology Letters*, **10**(3), 361 (1998)
 Moisala A., Nasibulin A.G., Brown D.P., Jiang H., Khriachtchev L., Kauppinen E.I. *Chemical*

[2] Moisala A., Nasibulin A.G., Brown D.P., Jiang H., Khriachtchev L., Kauppinen E.I. *Chemical Engineering Science* **61**, 4393 (2006)

Спазеры как биологический зонд

E. Galanzha¹, R. Weingold¹, D. A. Nedosekin¹, M. Sarimollaoglu¹, J. Nolan¹, W. Harrington¹, A. S. Kuchyanov², R. G. Parkhomenko³, F. Watanabe⁴, Z. Nima⁴, A. Biris⁴ <u>A. I. Plekhanov^{2,*}</u>, M. I. Stockman⁵, V. P. Zharov¹

 ¹Arkansas Nanomedicine Center, University of Arkansas for Medical Sciences, Little Rock, USA
 ²Institute of Automation and Electrometry of the Siberian Branch of the Russian Academy of Science, Novosibirsk, Russia
 ³Nikolaev Institute of Inorganic Chemistry of the
 Siberian Branch of the Russian Academy of Science, Novosibirsk, Russia
 ⁴Center for Nano-Optics and Department of Physics and Astronomy, Georgia State University, Atlanta, USA
 *E-mail: fractal@iae.nsk.su

Наноплазмоника изучает коллективные электронные возбуждения на поверхности металлических наноструктур, называемые поверхностными плазмонами. Поверхностные плазмоны позволяют локализовать оптическую энергию на наномасштабе. В этой связи наноплазмоника имеет множество применений, среди которых биомедицина.

В данной работе представлены перспективные приложения спазеров [1] как сверхярких нанометок и эффективных тераностик-агентов в биомедицине для диагностики и лечения рака. В работе представлен самый маленький лазер в мире (~ 22 нм в диаметре) на основе концепции спазера и продемонстрирована его биосовместимость и полноценное функционирование в живых клетках и тканях животных. Спазеры представляют собой новый класс оптических нанозондов, которые потенциально могут быть одними из лучших биологических зондов, испускающих свет, который более чем в 100 раз ярче и в 30 раз спектрально уже, чем у лучших традиционных флуорофоров, в том числе квантовых точек. Кроме того, потери на поглощение, которые обычно выступают в качестве ограничивающего фактора для использования плазмонных устройств, являются по существу преимуществом, делая спазеры отличными фототермическими и фотоакустическими агентами, позволяющими получить высокий контраст изображения при направленном молекулярном таргетировании раковых клеток на фоне здоровых клеток. Кроме того, мы открыли новый режим работы спазера, связанного с образованием нанопузырька вокруг него, что мы называем "nanobubble spaser". Нанопузырек обеспечивает, вероятно, новую эффективную оптическую обратную значительному связь, ведущую к усилению ("гигантскому") индуцированному излучению.

Работа выполнена при частичной поддержке грантом РФФИ 15-03-03883.

Литература

[1] D.J. Bergman, M.I. Stockman. Phys Rev Lett 90, 027402 (2003)

Интегрально-оптические плазмон-поляритонные рефрактометры на основе симметричной и антисимметричной плазмонных мод: сравнительный анализ

А.В. Дышлюк^{1,2,*}, <u>Е.В. Мицай¹</u>, О.Б. Витрик^{1,2}, Ю.Н. Кульчин^{1,2}

¹Институт автоматики и процессов управления ДВО РАН ²Дальневосточный федеральный университет *E-mail: <u>anton_dys@iacp.dvo.ru</u>

Интегрально-оптические рефрактометрические сенсоры на основе поверхностного плазмонного резонанса (ППР) представляют перспективное направление развития оптической биосенсорики [1-3]. Известны различные схемы построения таких рефрактометров, в том числе без буферного слоя (металлическая пленка наносится непосредственно на сердцевину световода), и с буферным слоем (сердцевина отделена от металлической пленки слоем оптической оболочки) [2, 3]. Во втором случае открывается возможность использования как симметричной, так и антисимметричной плазмонных мод, возникающих за счет гибридизации плазмонных волн, направляемых каждой из двух поверхностей тонкой металлической пленки. Симметричная (symmetric (long-range) surface plasmon (SSP)) и антисимметричная (antisymmetric (shortrange) surface plasmon (ASP)) (рис 1a) моды имеют существенно различные свойства, в том числе постоянную распространения и ее чувствительность к показателю преломления среды вблизи металлической пленки, затухание, профиль и степень локализации поля (рис.16-г) [1]. Настоящая работа посвящена сравнительному анализу SSP и ASP с точки зрения создания на их основе плазмон-поляритонных рефрактометров для биосенсорики.

Схематическое изображение интегрально-оптического ППР-рефрактометра с буферным слоем приведено на рис. 1д. Фазовый синхронизм между фундаментальной и симметричной либо асимметричной плазмонными модами достигается за счет подбора материалов и геометрических параметров волноводной структуры. В результате на резонансной длине волны реализуется сильная связь между данными модами, что приводит к перераспределению направляемого излучения к металлической пленке (рис. 1е) и формированию резонансного провала в спектре пропускания световода, положение которого зависит от показателя преломления вблизи металлической пленки (рис. 1ж).

Сравнительный анализ ППР-рефрактометров на основе SSP и ASP проводился совокупности следующих характеристик: спектральная по чувствительность к показателю преломления исследуемой среды, полуширина провала, глубина проникновения плазмонной моды в среду. В результате численного исследования методом разложения по собственным модам установлено, что наилучшие метрологические характеристики (выигрыш по совокупности всех параметров ~20) обеспечиваются при использовании симметричной плазмонной моды, что обусловлено ее более низкими потерями. Преимущество симметричной плазмонной моды становится еще более заметным, если требуется измерение показателя преломления в сравнительно толстом (~1 мкм) слое вблизи металлической пленки.

Материалы Российского семинара по волоконным лазерам 2016



Рис.1. Схематическое изображение металлической пленки и профилей поля SSP и ASP (a); зависимость эффективного показателя преломления SSP и ASP от толщины пленки (б); ависимость ослабления SSP и ASP от толщины пленки (в), дисперсионные зависимости для SSP и ASP (г), схематическое изображении ППР-рефрактометра с буферным слоем (д); типичное

распределение амплитуды поля направляемого излучения на резонансной длине волны (е); спектры пропускания рефрактометра для различных показателей преломления исследуемой среды

(ж).

ППР-рефрактометра SSP Недостатком на является необходимость использования достаточно длинного (~1 см) металлизированного участка для получения контрастных провалов в спектре пропускания. Поэтому в задачах, требующих минимальных размеров чувствительного элемента, а также если необходимо измерение показателя преломления в тонком (~50 нм и менее) слое, преимущества SSP нивелируются и ППР-рефрактометр на основе асимметричной плазмонной моды может стать более привлекательным вариантом за счет больших потерь и высокой степени локализации поля ASP.

- [1] J. Homola, Surface Plasmon Resonance Based Sensors, Springer Series on Chemical Sensors and Biosensors (Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg-New York) (2006)
- [2] J. Homola, Chem. Rev., 108(2), 462–493 (2008)
- [3] X. Guo, J. Biophoton., 5, 483–501 (2012).

Волноводный эффект и поверхностные волны в синтетических фотонных решетках.

А.В. Паньков^{1,*}, И.Д. Ватник¹, Д.В. Чуркин¹, А.А. Сухоруков²

¹Новосибирский государственный университет ²Национальный Университет Австралии, Исследовательская Школа Физики и Инженерии, Центр Нелинейной Физики ^{*}E-mail: dabrdadub@mail.ru

Контролирование распространения света одной является ИЗ центральных тем нанофотоники. Фотонные решетки являются удобной платформой для реализации и наблюдения множества оптических явлений. Одним из представителей данного класса являются ячеистые фотонные решетки (ЯФР) [1]. Данные системы состоят из массивов волноводов, каждый из которых периодически связан с соседним волноводом (Рис. 1а). В отличие от обычных волноводных массивов, распространение света в них дискретизированно в двух направлениях (продольном и поперечном). Импульсы в такой системе разделяются в поперечном направлении и интерферируют друг с другом распространяясь в продольном направлении (Рис. 1в). Зонная структура данного класса фотонных решеток вычислена аналитически и исследовано ее воздействие на световую динамику [2]. Главным недостатком таких систем является высокая цена и сложность производства, и по этой причине был создан другой тип фотонных решеток - синтетические фотонные решетки (СФР) (Рис. 1б). Данные решетки являются аналогом ЯФР с одним, очень важным, отличием – эволюция световых импульсов происходит не в пространстве, а во времени. Как показано во множестве научных работ, СФР можно использовать для наблюдения ряда физических явлений, таких как квантовые блуждания [3], Блоховские осцилляции [2], андерсоновская локализация [4,5], нарушение РТ-симметрии решения [1], дискретные солитоны [6] и оптическое диаметральное ускорение через нарушение симметрии типа действиепротиводействие [7]. СФР состоит из двух оптоволоконных петель, связанных между собой 50% делителем. У оптоволоконных петель есть разница в длине ΔL. В данной системе эквивалент разделения импульсов вправо и влево достигается при помощи данной разницы в длине петель. Естественной дискретизацией по времени является номер обхода т импульсов по петлям. Таким образом, можно сказать, что система направлениях дискретизированна ДВVХ (Рис. 1г). В Динамика распространения импульсов в такой системе абсолютно идентична динамике в ЯФР. Эволюция цепочки импульсов зависит от фазы каждого из импульсов и может изменяться при помощи фазовой модуляции. Фазовая модуляция играет роль оптического потенциала в данной системе. Различные конфигурации потенциала приводят к различному набору собственных мод, которыми являются стабильные цепочки импульсов, не изменяющиеся при распространении. В данной работе показано аналитически и численно, что при помощи фазовой модуляции оптических импульсов, реализованной двумя фазовыми модуляторами, можно получить аналог волновода в СФР, собственные моды которого локализованы внутри волновода. Обнаружено, что могут появляться моды, соответствующие поверхностным волнам на границах потенциальных ям. Была изучена эволюция поверхностных волн в СФР, включая устойчивость к поверхностным дефектам.



Рис.1 а) Схематическое изображение ЯФР б) Схематическое изображение СФР в) Распространение импульсов в ЯФР в пространстве г) Распространение импульсов в одной из петель СФР во времени.

Работа выполнена при поддержке гранта по приоритетному направлению деятельности РНФ "Проведение фундаментальных научных исследований и поисковых научных исследований отдельными научными группами" (заявка номер 16-12-10402)

- [1] M. A. Miri, A. Regensburger et al, "Optical mesh lattices with PT symmetry" *Phys. Rev. A*, **86**(2), 023807 (2012).
- [2] A. Schreiber, K. N. Cassemiro et al, "Photons walking the line: a quantum walk with adjustable coin operations," *Phys. Rev. Lett.*, **104**(5), 050502 (2010).
- [3] A. Schreiber, K. N. Cassemiro et al, "Decoherence and disorder in quantum walks: from ballistic spread to localization," *Phys. Rev. Lett.*, **106**(18), 180403 (2011).
- [4] A. Regensburger, C. Bersch et al, "Photon propagation in a discrete fiber network: An interplay of coherence and losses," *Phys. Rev. Lett.*, **107**(23), 233902 (2011).
- [5] I. D. Vatnik, A. M. Tikan, D. V. Churkin, and A. A. Sukhorukov, "Anderson Localization In Optical Mesh Lattices Realized In Time Domain". In *The European Conference on Lasers and Electro-Optics* (p. CD_P_8). Optical Society of America. (2015, June).
- [6] M. Wimmer, A. Regensburger et al, "Observation of optical solitons in PT-symmetric lattices," *Nat. Commun.*, **6**, (2015).
- [7] M. Wimmer, A. Regensburger et al, "Optical diametric drive acceleration through action-reaction symmetry breaking," *Nat. Phys.*, **9**(12), 780-784 (2013).

Материалы Российского семинара по волоконным лазерам 2016

Секция 1 «Новые среды, схемы и режимы генерации волоконных лазеров»

Прогресс в области разработки висмутовых волоконных лазеров и усилителей для спектральной области 1600 – 1800 нм

<u>С. В. Фирстов^{*}</u>, Е. М. Дианов

Научный центр волоконной оптики РАН ^{*}E-mail: fir@fo.gpi.ru

К настоящему времени на основе висмутовых волоконных световодов разработаны лазеры непрерывного и импульсного действия, усилители, суперлюминесцентные источники, работающие в области 1100 – 1550 нм [1]. Недавно показано, что висмутовые световоды можно использовать в более широкой области длин волн 1100 – 1800 нм.

В данной работе будет сделан обзор значимых результатов в области разработки висмутовых световодов и устройств (лазеров, усилителей) на их основе, работающих в новой спектральной области 1600 – 1800 нм. В качестве активной среды выступают легированные висмутом световоды с сердцевиной из высокогерманатного стекла. Обусловлено это тем, что только в таких световодах происходит формирование висмутовых активных центров (ВАЦ-Ge) с лазерными переходами в области ~1700 нм. Установлено, что активные центры ВАЦ-Ge устойчивы к ИК излучению [3], что позволило создать лазеры с мощностью более 2 Вт. Были проведены подробные исследования оптических свойств световодов такого типа.

На Рис. 1(а) представлены спектральные зависимости оптического поглощения ВАЦ (ВАЦ-Si и ВАЦ-Ge) и неактивных (непросветляемых) потерь, обусловленных висмутом, в таких световодах. Высокий уровень непросветляемых потерь – одна из причин низкого КПД (не более ~30%). Необходимо отметить, что данный тип волоконных световодов обладает высокой радиационной стойкостью, что важно с практической точки зрения [4]. Детальная информация об оптических свойствах световодов опубликована в работе [2] (также см. ссылки в ней).



Рис. 1. а) Спектр поглощения высокогерманатного световода, легированного висмутом; б) Спектр оптического усиления и спектральная зависимость шумфактора висмутового усилителя.

Материалы Российского семинара по волоконным лазерам 2016

На основе таких световодов был реализован оптический усилитель в области 1640 – 1770 нм [5]. На Рис. 1(б) представлены спектральные зависимости оптического усиления и шум-фактора висмутового усилителя для области 1710 нм. Максимальное полученное усиление составляло ~23 дБ (полуширина ~40 нм) при накачке лазерными диодами на 1550 нм суммарной мощностью 300 мВт.



На основе висмутовых световодов было также реализовано семейство волоконных лазеров, генерирующих в области длин волн от 1625 до 1775 нм. На Рис. 2(а) представлена зависимость выходной мощности из висмутового лазера, генерирующего на длине волны ~1700 нм от введенной мощности накачки на 1568 нм. Видно, что КПД таких лазеров достигает ~30%. Максимальная мощность выходного излучения превышает более 2 Вт и ограничивается доступной мощностью накачки. Об отсутствии нелинейных эффектов в этом случае свидетельствует, во-первых, линейная зависимость выходной мощности лазера от мощности накачки даже при высоких мощностях более 7 Вт, во-вторых, отсутствие дополнительных максимумов (кроме накачки и генерации) в спектре выходного излучения висмутового лазера, представленного на Рис. 2(б).

Таким образом, висмутовые световоды – новая лазерная среда для спектральной области 1600 – 1800 нм. На основе такого типа световодов можно создавать стабильно работающие устройства для решения прикладных и научных задач.

Работа по созданию висмутового оптического усилителя была выполнена при поддержке РФФИ (грант 16-32-80009). Исследования по радиационной стойкости высокогерманатных световодов, легированных висмутом, были проведены при поддержке Российского Научного Фонда (грант 16-12-10230).

Литература

[1] I. A. Bufetov et al. IEEE J Sel. Top. Quantum. Electron. 20, 0903815 (2014)

- [2] E. M. Dianov et al. Proc. of SPIE, 9728, 97280U-1 (2016)
- [3] S. V. Firstov et al. to be published in 2016
- [4] S. V. Firstov et al. Workshop LPHYS'16, paper P.S8.3 (2016)
- [5] S. V. Firstov et al. Sci. Rep. 6, 28939 (2016)

Магнито-оптические исследования стёкол легированных висмутом

А.В. Лагута¹, Б.И. Денкер², С.Е. Сверчков², <u>И.М. Раздобреев^{1,*}</u>

¹CERLA, PHLAM UMR CNRS 8523, University Lille-1, France ²Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН, Москва ^{*}E-mail: <u>igor.razdobreev@univ-lille1.fr</u>

Интерес к стёклам легированным ионами висмута связан с их потенциальным использованием в качестве активной среды волоконных лазеров [1]. Известно, что редкоземельные ионы в стекле не обеспечивают усиления во всём диапазоне ближнего инфракрасного (ИК) спектра и в некоторых случаях волоконные устройства на основе легированных висмутом стёкол могут быть интересной альтернативой рамановским лазерам и усилителям. В качестве примера на Рис. 1 мы приводим сравнение спектров люминесценции некоторых висмут-содержащих стёкол с диапазонами работы устройств на основе волокон легированных редкоземельными ионами.





Хотя со времени обнаружения ИК люминесценции в висмут-содержащих стёклах прошло достаточно много времени [2,3] и был достигнут существенный прогресс в разработке соответствующих волоконных устройств, природа ИК люминесценции в этих материалах остается невыясненной. Очевидно, что создание устройства на основе активной среды принцип работы которой мы не понимаем, есть сомнительное предприятие с огромной долей риска.

Анализ литературы показывает, что в подавляющем большинстве работ посвященных проблеме материалов легированных висмутом, как правило, используется стандартный набор базовых методик оптического спектрального анализа. Ситуация усугубляется тем, что электронный парамагнитный резонанс наблюдается. **(ЭПР)** в этих стёклах не И хотя об ЭПР высококонцентрированных стёклах легированных висмутом И теллуром сообщалось [4], сам сигнал ЭПР в исследованных образцах был, по-видимому, обусловлен кластерами ионов висмута, которые не являются ответственными за ИК люминесценцию. Таким образом, вопрос о том, является ли основное состояние ИК центра парамагнитным, оставался до недавнего времени открытым. Недавно нами было показано, что магнито-оптические методы спектроскопии являются достаточно мощным инструментом изучения для природы





люминесценции стёклах В легированных висмутом [5,6]. В докладе настоящем на основе данных магнитного циркулярного дихроизма (МЦД), магнитной циркулярной поляризации (МЦПЛ) люминесценции И детектирования оптического магнитного резонанса (OДMP) будет показано, что в концентрированных алюминосиликатных стёклах легированных висмутом присутствуют три центра. Один из этих центров, основное состояние которого является парамагнитным, наблюдается только в спектрах

МЦД в ИК диапазоне. Предположительно, мы идентифицируем этот центр как кластеры ионов висмута, которые присутствуют в матрице при достаточно высоких концентрациях. Остальные два центра – это ион Bi⁺ и дефект в матрице, предположительно, положительно заряженная кислородная вакансия. Мы доказываем однозначно, что за ИК люминесценцию и сильное поглощение в видимой области ответственны дефекты, а не ионы Bi⁺. Основное состояние дефектов является парамагнитным, однако регистрация стандартного ЭПР затруднительна по двум причинам. Во-первых, основное состояние дефекта есть триплет с расщеплением в нулевом магнитном поле около 1.36 см⁻¹ (~40 ГГц). Во-вторых, ширина резонанса слишком велика для наблюдения на стандартных ЭПР спектрометрах. В связи с этим, нами использовалась частота 60 ГГц (~2 сm⁻¹) в сочетании с магнитными полями до 7 Т. Сигнал регистрировался методами ОДМР при низких температурах (~1.6 К). Методика ОДМР, помимо высокой чувствительности, позволяет установить прямую связь между оптическим спектром и сигналом ЭПР.

Также нами показано, что ионы Bi^+ и дефекты не образуют единую молекулярную структуру. Иными словами, между ними нет химической связи, как это предполагалось, например, в [7]. В то же время, между этими центрами имеется перенос энергии вследствие сильного диполь-квадрупольного и квадруполь-квадрупольного взаимодействия. Очевидной причиной для этого является тот факт, что активные электронные оболочки обоих центров – это внешние *p*-оболочки, а не внутренние, как у редкоземельных ионов. На основе полученных данных нами разработана модель взаимодействующих центров (Рис. 2), которая хорошо согласуется со всеми данными оптической спектроскопии.

- [1] I. A. Bufetov and E. M. Dianov, Laser Phys. Lett. 6, 487-504 (2009)
- [2] K. Murata et al, Fusion Eng. Des. 44, 437-439 (1999)
- [3] Y. Fujimoto and M. Nakatsuka, Jpn. J. Appl. Phys. 40, L279-L281 (2001)
- [4] S. Khonthon et al, J. Ceram. Soc. Jap. 115, 259-263 (2007)
- [5] A. Laguta et al, Optica 2 663-666 (2015)
- [6] A. Laguta et al, Opt. Quant. Electron. 48, 123 (2016)
- [7] E. M. Dianov, Laser Phys. Lett. 12, 095106 (2015)

Волоконный висмутовый лазер с широкой непрерывной перестройкой в диапазоне длин волн 1360 – 1510 нм

<u>М.И. Беловолов^{*}</u>, Е.М. Дианов, М.А. Мелькумов, В.М. Парамонов

Научный центр волоконной оптики РАН, Москва *E-mail: <u>bmi@fo.gpi.ru</u>

Работа посвящена разработке и исследованию висмутового волоконного лазера с максимально широкой непрерывной перестройкой длины волны генерации в пределах полосы люминесценции висмутовых активных центров в волокне с сердцевиной из GeO₂ – SiO₂, у которых ширина полосы люминесценции по уровню 3 дБ составляет больше 150 нм около центральной длины волны 1400 нм.

Схема перестраиваемого по длине волны генерации висмутового волоконного лазера приведена на рис.1. В качестве активного элемента использован легированный висмутом германо-силикатный одномодовый световод GSBi длиной 65 м с составом сердцевины 95SiO₂-5Geo₂-Bi₂O₃, подробные свойства поглощения и люминесценции которого изложены в работе /1/. Длина активного световода, легированного висмутом, выбиралась из расчета практически полного поглощения излучения накачки мощностью ~300 мВт на длине волны 1340 нм, получаемого на выходе системы накачки.



Рис.1. Схема широко перестраиваемого висмутового волоконного лазера.

Собственно висмутовый перестраиваемый волоконный лазер состоял из отрезка волокна длиной 65 м и двух зеркал на концах волоконного резонатора. Со стороны «глухого» по назначению зеркала использовался петлевой отражатель (зеркало Саньяка) с фильтром на длиннопериодной волоконной решетке LPG, имеющей резонанс поглощения (фильтрации) на длине волны около 1440 нм, примерно соответствующий области максимальных значений усиления активного элемента. Выходным зеркалом висмутового перестраиваемого лазера являлась плоская дифракционная решетка с числом штрихов 600 1/мм и апохроматический микрообъектив (NA = 0,2, апертура d =5 мм), включенными по автоколлимационной схеме. Перестройка по длине волны генерации висмутового лазера осуществлялась поворотом дифракционной решетки, работающей в первом порядке дифракции, а выходное излучение собиралось с нулевого порядка дифракционной решетки и составляло около 50 мВт для указанных параметров элементов накачки и фильтрации.

Источник накачки для непрерывно перестраиваемого висмутового лазера состоял из двух подсистем преобразования достаточно мощного излучения полупроводникового лазера накачки на длине волны 970 нм мощностью ~ 2 Вт на выходе волокна с диаметром сердцевины 100 мкм вначале в излучение итербиевого волоконного лазера на длине волны генерации 1137 нм, а затем Рамановского лазера, генерирующего излучение накачки для висмутового лазера на длине волны 1340 нм при накачке последнего на длине волны 1137 нм от волоконного Yb-лазера.

На рис.2 показаны спектры непрерывной узкополосной генерации разработанного висмутового волоконного лазера на краях диапазона перестройки 1360 – 1510 нм и характерный спектр линии генерации в середине указанного непрерывного диапазона перестройки. Видно, что центральная длина волны генерации плавно и непрерывно перестраивается от 1360 нм до 1507 нм. То есть, диапазон непрерывной перестройки длины волны генерации составил 147 нм. С шагом 0,5 нм на указанном интервале перестройки можно разместить около 300 новых WDM каналов телекоммуникации.



Рис.2. Спектры непрерывной генерации висмутового волоконного лазера на краях диапазона длин волн 1360 – 1510 нм (1, 3) и в середине (2).

Таким образом, впервые, насколько нам известно, создан висмутовый одномодовый волоконный лазер с выходной мощностью ~ 50 мВт с непрерывной перестройкой длины волны генерации шириной 147 нм в интервале от 1366 нм до 1507 нм в пределах контура усиления с максимумом около 1400 нм. Показано, что на указанном интервале длин волн с шагом 0,5 нм можно разместить дополнительно до 300 новых телекоммуникационных каналов связи, а также применять разработанный лазер для создания систем волоконных датчиков и новых приборов.

Литература

[1] D.A.Dvoretskii, I.A.Bufetov et al, *Quantum Electronics*, 42 (9) 762 (2012)

1030 нм волоконный лазер с распределенной обратной связью с резонатором длиной 2 см

<u>О.В. Бутов</u>^{*}, А.А. Рыбалтовский, М.Ю. Вяткин, С.М. Попов, Ю.К. Чаморовский, К.М. Голант

Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН ^{*}E-mail: <u>obutov@mail.ru</u>

Лазеры с предельно узкой линией генерации (одночастотные) находят широкое применение в различных областях фотоники, сенсорики и квантовой электроники. В качестве таких источников излучения широко используются полупроводниковые лазеры с распределенной обратной связью (РОС-лазеры). Альтернативой полупроводниковым являются одночастотные волоконные РОСлазеры. Такие волоконные РОС-лазеры находят, в частности, применение в качестве чувствительных элементов компактных быстродействующих волоконных сенсоров [1-3].

Резонатором волоконного РОС-лазера обычно является записанная в сердцевине участка активного фоточувствительного световода брэгговская решётка, имеющая в центральной части фазовый сдвиг модуляции показателя преломления на π (так называемый « π -сдвиг»). Наличие « π -сдвига» приводит к подавлению мод более высокого порядка, обеспечивая устойчивость одночастотного режима генерации [4].

Минимальная длина резонатора волоконного РОС-лазера определяется коэффициентом усиления активного волокна и обычно составляет несколько (4-10) сантиметров [5,6]. При этом важно отметить, что более длинный участок активной части РОС-лазера приводит к дополнительной нестабильности лазерной генерации. В настоящей работе мы демонстрируем возможность создания одночастотного иттербиевого РОС-лазера с ультракоротким резонатором на основе фоточувствительного волокна с повышенной концентрацией иттербия в сердцевине.

Для создания волоконного РОС-лазера мы использовали специально изготовленный для этой цели активированный иттербием фоточувствительный световод на основе кварцевого стекла. Заготовка для вытяжки волокна с составом сердцевине $Al_2O_3/P_2O_5/GeO_2/Yb_2O_3/SiO_2$ получена стекла в была с использованием метода плазмохимического осаждения (SPCVD). Применение SPCVD дало возможность получить волокно с высокой концентрацией ионов Yb³⁺ (коэффициент поглощения в пике на длине волны 976 нм равен примерно 2.4 дБ/мм) без признаков кластеризации. Это позволило создать эффективный РОС-лазер с длиной резонатора не более 2 см. Необходимая для записи решетки фоточувствительность световода к УФ-излучению обеспечивалась за счёт добавления в состав сердцевины оксида германия.

Для изготовления резонатора РОС-лазера, на участке активного световода длиной 20 мм с помощью излучения эксимерного ArF-лазера (193 нм) производилась запись брэгговской решётки с «π-сдвигом» при помощи фазовой маски специальной конструкции. Точка «π-сдвига» располагалась таким образом, что делила брэгговскую решётку на два участка длиной 9 и 11 мм (45% и 55% соответственно). Согласно [7,8], такое положение точки «π-сдвига» обеспечивает максимальную эффективность селекции направления распространения основной продольной моды резонатора волоконного РОС- лазера. Было изготовлено несколько образцов решёток с интенсивностью брэгговского пика ~ 17-19 дБ вблизи длины волны 1034 нм.

Для исследования спектра излучения волоконного РОС-лазера и измерения его выходных характеристик использовалась схема, аналогичная представленной в работе [6]. Источником накачки РОС-лазера служил стабилизированный по температуре диодный лазер с длиной волны излучения 976 нм. Регистрация оптического спектра РОС-лазера осуществлялась при помощи анализатора оптического спектра Yokogawa AQ6370D с разрешением 0.02 нм. С целью уменьшения влияния температурных эффектов на выходные характеристики, РОС-лазер был закреплён на теплоотводящем металлическом радиаторе [5].

Порог генерации РОС-лазера соответствовал току лазера накачки 74 мА. Мощность, измеренная на выходе из РОС-лазера, составила при этом 1.4 мкВт. С увеличением тока лазера накачки выходная мощность возрастала линейно и достигала 9.5 мВт при значении тока лазера накачки 350 мА. Отсутствие деградации выходных характеристик по меньшей мере в течение 2-х часов свидетельствовала о достаточной устойчивости использованного в работе световода к эффекту фотопотемнения, обусловленного низкой степенью кластеризации ионов иттербия в стекле сердцевины [9,10].

ширины ЛИНИИ генерации осуществлялась Оценка с помошью гетеродинного метода, основанного на анализе частотного спектра биений двух идентичных волоконных РОС-лазеров – исследуемого и опорного (гетеродина), предварительно согласованных по длине волны и интенсивности излучения [11]. Результат интерференции регистрировался с анализатора помощью ADVANTEST радиочастотного спектра R3162. Оценка полуширины спектральной линии биений дает величину ~ 16 кГц, которая, однако, оказалась близка к величине предельного разрешения, использованного в нашем эксперименте (10 кГц), и в реальности может быть даже меньше. Результаты проведенных измерений позволяют утверждать, что ширина линии каждого из идентичных лазеров может быть оценена в половину от измеренной спектральной ширины линии биений [12], т.е. не более 8 кГц.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект «офи м 14-29-08170»).

- [1] G.A. Cranch, G.M.H. Flockhart, C.K. Kirkendall, *IEEE Sensors Journal*, 8, 1161-1172 (2008)
- [2] Y. Liu, W. Zhang et al, *Photonic sensors*, **1**, 43-53 (2011)
- [3] S. Foster, A. Tikhomirov, et al, *Proc. of Acoustics-2012*, 1-6 (2012)
- [4] S. Foster, IEEE J. Quantum Electronics 40, 884-892 (2004)
- [5] М.А. Никулин, С.А. Бабин et al, Квантовая электроника, **39**, 906-910 (2009)
- [6] W.H. Loh, R.I. Laming, *Electronics Letters*, **31**, 1440-1442 (1995)
- [7] V.C. Lauridsen, J.H. Povlsen, P. Varming, *Electronics Letters*, **34**, 2028-2030 (1998)
- [8] K. Yelen, L.M.B. Hickey, M.N. Zervas, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 40, 711-720 (2004)
- [9] T. Deschamps, N. Ollier et al, *The Journal of Chemical Physics*, **136**, 14503-14507 (2012)
- [10] А.А.Рыбалтовский, С.С.Алешкина et al, Квантовая электроника, **41**, 1073-1078 (2011)
- [11] A. Hussein Ali, S.N. Abdul-Valid, IOSR Journal of Engineering, 2, 1-6 (2012)
- [12] S. Spießberger, M. Schiemangk, et al, J. of Lightwave Technology, 28, 2611-2616 (2010)

Одночастотный иттербиевый волоконный лазер с распределенной обратной связью на основе случайной ВБР

С.Р. Абдуллина*, А.А. Власов, И.А. Лобач, О.В. Белай, Д.А. Шапиро, С.А. Бабин

Институт автоматики и электрометрии СО РАН, Новосибирск ^{*}E-mail: <u>sonka@ngs.ru</u>

Волоконные лазеры с распределенной обратной связью (РОС-лазеры) применяются в телекоммуникационных и сенсорных системах. РОС-лазер представляет собой волоконную брэгговскую решетку (ВБР), сформированную непосредственно в активном (легированном редкоземельными элементами) волоконном световоде с фазовым сдвигом на полпериода (π) в центре [1]. Основным свойством РОС-лазеров является эффективная и устойчивая одночастотная генерация (одной продольной моды). Мощность генерации РОС-лазеров обычно составляет десятки мВт, эффективность – от единиц до десятков процентов. Наряду с регулярными РОС-лазерами в последнее время большой интерес вызывают лазеры со случайной распределенной обратной связью (СРОС-лазеры) на основе нерегулярных структур показателя преломления. В литературе описаны волоконные СРОС-лазеры, случайная обратная связь в которых реализуется за счет последовательности ВБР, записанных в активном либо пассивном волоконном световоде через случайные интервалы, что приводит к формированию случайных фазовых сдвигов между ними, см., например, [2].

В работе предложено помимо фазовой модуляции дополнительно реализовать амплитудную модуляцию наведенного показателя преломления. В активном иттербиевом световоде длиной 4 см было записано 10 подрешеток с двумя наборами случайных характеристик. С данной случайной ВБР получена лазерная генерация. Ширина линии генерации, измеренная по ширине спектра радиочастотных биений СРОС и реперного одночастотного РОС-лазера, составила ~120 кГц, что сравнимо с шириной спектра биений двух одинаковых (идентичных) РОСлазеров (~100 кГц) [3]. Таким образом, реализованный СРОС-лазер является одночастотным с шириной линии, близкой к ширине линии регулярного РОСлазера в световоде типа Panda. Мощность генерации СРОС-лазера в зависимости от мощности накачки показана на Рис. 1а красным цветом. Черным цветом показана мощность генерации РОС-лазера на основе регулярной решётки той же длины с одним π-сдвигом и близкой средней амплитудой модуляции показателя преломления [3]. В диапазоне мощности накачки, представленном на графике, зависимости имеют линейный характер, при этом наклон прямой в 3.5 раза больше для СРОС-лазера. Мощность СРОС-лазера приближается к 25 мВт при 250 мВт накачки, таким образом, абсолютная эффективность составляет ~10%, а дифференциальная превышает это значение.

Также на Рис. 1 представлены результаты измерения бокового свечения в СРОС (δ) и РОС-лазерах (ϵ) на длине волны накачки (черным цветом) и длине волны генерации (красным цветом). Для обоих лазеров распределение интенсивности на длине волны генерации имеет максимум в центральной области решетки, поскольку в случайной решетке, как и в регулярной решётке с π -сдвигом, может возникать эффект локализации излучения [4]. Увеличение эффективности СРОС-лазера по отношению к РОС-лазеру можно связать с тем, что область ло-

кализации в случае случайной решётки шире, чем для решётки с одним π-сдвигом, при этом провал в распределении насыщенного излучения накачки также шире и глубже, что говорит о ее более эффективном преобразовании накачки в генерируемое излучение в случае СРОС-лазера.



Рис. 1. (*a*) Мощность генерации РОС (черным цветом) и СРОС лазера (красным цветом) в зависимости от мощности накачки и распределение интенсивности бокового свечения в СРОС (*б*) и РОС-лазере (*в*) на длине волны накачки (черным цветом) и длине волны генерации (красным цветом).

Для сравнения результатов эксперимента с теорией проводилось численное моделирование спектров отражения случайных ВБР и распределения интенсивности излучения внутри них на длинах волн, соответствующих провалам в спектре отражения. Для расчета использовались программы, разработанные в [5]. Результаты расчета качественно согласуются с экспериментом. Сравнение расчетных распределений излучения в СРОС-лазерах с различными параметрами показало, что для лазера на основе ВБР, записанной со случайным набором как фаз, так и амплитуд наведенного показателя преломления для подрешеток можно получить наибольшую интенсивность при наиболее выраженной локализации излучения, что приводит к одночастотной генерации СРОС-лазера.

Таким образом, в волокне с сохранением поляризации, легированном иттербием, впервые записана ВБР с реализацией случайного профиля наведенного показателя преломления (как по фазе, так и по амплитуде), на основе которой реализован одночастотный лазер со случайной распределенной обратной связью с длиной волны генерации ~1.03 мкм.

Работа выполнена при финансовой поддержке РНФ (грант 14-22-00118).

- [1] J.T. Kringlebotn, J. L. Archambault, L. Reekie and D.N. Payne Opt. Lett. 19, 2101-2103 (1996).
- [2] M. Gagné and R. Kashyap Optics Express 17, 19067-19074 (2009).
- [3] A.A. Vlasov, D.E. Churin and S.A. Babin Laser Physics 20 2045-2049 (2010).
- [4] O. Shapira and B. Fischer J. Opt. Soc. Am. B 22 2542-2552 (2005).
- [5] O.V. Belai, E.V. Podivilov, D.A. Shapiro Optics Communications 266 512-520 (2006).

Световоды с высокой концентрацией активных редкоземельных ионов с сердцевиной из фосфатного и оболочкой из кварцевого стекла

<u>О.Н. Егорова^{1,*}</u>, С.Л. Семенов¹, С.Е. Сверчков², Б.И. Галаган², Б.И. Денкер², Е.М. Дианов¹

¹Научный центр волоконной оптики РАН, Москва ²Институт общей физики РАН, Москва ^{*}E-mail: <u>egorova@fo.gpi.ru</u>

Одним из основных недостатков волоконных лазерных систем является большая, порядка нескольких метров, длина активных волоконных световодов. Большая длина, наряду с малым диаметром сердцевины, приводит к возникновению нежелательных нелинейно оптических эффектов, ограничивающих выходные характеристики волоконных лазеров и усилителей. Кроме того, для ряда задач, таких, как создание одночастотных лазеров или лазеров с синхронизацией мод с большой частотой повторений импульсов, также необходима малая, порядка нескольких миллиметров, длина резонатора.

Большинство используемых в настоящее время активных волоконных световодов состоят из кварцевого стекла с сердцевиной, легированной активными редкоземельными элементами, а также солегирующими добавками, способствующими растворению активных редкоземельных ионов в кварцевом стекле (оксидом алюминия и оксидом фосфора в концентрации, не превышающей 10 мол %). Однако, вследствие плохой растворимости редкоземельных ионов в кварцевом стекле, в таких световодах не удается достичь значительных концентраций редкоземельных ионов. Это приводит к снижению эффективности генерации в случае использования малой длины активного световода.

Гораздо более высокие коэффициенты усиления [1] и выходные мощности [2] на единицу длины активного волокна могут быть получены в световодах, сердцевина и оболочка которых состоит из фосфатного стекла. Это связано с тем, что растворимость редкоземельных ионов в фосфатном стекле существенно больше, чем в кварцевом и, поэтому, в световодах на основе фосфатного стекла может быть достигнуты концентрации в среднем на порядок больше, чем в световодах на основе кварцевого стекла. Однако существенными недостатками фосфатных световодов является склонность к деградации и снижению прочности под действием атмосферной влаги, а также то, что в результате различия физикохимических свойств фосфатные и кварцевые световоды плохо поддаются соединению друг с другом с помощью процесса сварки, а полученные соединения являются ненадежными.

Новый вид композитных световодов, имеющих сердцевину из фосфатного стекла, легированного редкоземельными ионами, и оболочку из кварцевого стекла, позволяет объединить достоинства и исключить недостатки фосфатного и кварцевых стекол. Фосфатная сердцевина световода обеспечивает высокую концентрацию активных ионов, и, следовательно, позволяет уменьшить длину активного волокна, а оболочка из кварцевого стекла обеспечивает механическую прочность и надежность и позволяет получать надежные соединения со световодами, целиком состоящими из кварцевого стекла.

В докладе будут рассмотрены вопросы, связанные с изготовлением, характеристики и результаты тестирования в различных лазерных схемах

композитных световодов с сердцевиной, легированной ионами Yb^{3+} , Er^{3+} , а также совместно легированной ионами Er^{3+} и Yb^{+3} .

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 14-29-08168.

Литература

[1] Y. Hu, S. Jiang et al, *IEEE Photonics Tech. Letters* 13, 657-659 (2001)
[2] T. Qiu, L. Li et al, *IEEE Photonics Tech. Letters* 16, 2592-2594 (2004)

Компактный широкополосный волоконный источник излучения на основе Er³⁺/Yb³⁺ композитного волокна

Б.И. Галаган¹, Б.И. Денкер¹, О.Н. Егорова², В.А. Камынин^{1,3}, <u>А.А. Поносова</u>^{1,4,*}, С.Е. Сверчков¹, С.Л. Семенов², В.Б. Цветков^{1,5}

¹Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН ²Научный центр волоконной оптики РАН ³Пермский научный центр Уральского отделения РАН ⁴АО «Пермская научно-производственная приборостроительная компания» ⁵Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

^{*}E-mail: <u>nastya-aleksi@mail.ru</u>

1. Введение

Широкополосные волоконные источники ИК излучения находят широкое применение в приборах, требующих малую длину временной когерентности, высокую интенсивность и высокую пространственную когерентность сигнала, в частности, в волоконно-оптических гироскопах [1-3], волоконных датчиках, системах низкокогерентной рефлектометрии[4], и пр. Традиционно схема данных источников включает кварцевые волокна, легированные ионами редкоземельных, диной порядка 10-50 м.

Цель работы заключалась в исследовании композитного оптического волокна с сердцевиной из высоколегированного $\mathrm{Er}^{3+}/\mathrm{Yb}^{3+}$ фосфатного стекла и оболочкой из кварцевого стекла [5, 6] в качестве активной среды широкополосного волоконного источника.

2. Экспериментальные методы и образцы

Была исследована двухпроходная конфигурация широкополосного источника с сонаправленной накачкой (Рис. 1). В качестве активной среды использовалось композитное оптическое волокно длиной 150 см. Исследуемое оптическое волокно имело световедущую кварцевую оболочку с квадратным поперечным сечением 100х100 мкм. Поглощение излучения накачки на длине волны 971 нм при вводе в оболочку составило около 0.3 дБ/см. Поглощение в сердцевине на длине волны 1535 нм было 1.5 дБ/см. Световод являлся многомодовым в области рабочих длин волн.



Рисунок 1. Экспериментальная схема

В качестве накачки был использован лазерный диод с многомодовым волоконным выходом с мощностью до 7.2 Вт, центральной длиной волны 971.5

нм. Излучение накачки вводилось в световедущую оболочку активного световода через объединитель накачки. На сигнальном волоконном выходе объединителя накачки установлено волоконное зеркало с коэффициентом отражения близким к 100%. На выходе широкополосного источника сделан косой скол волокна, предотвращающий отражение сигнала от торца. При измерении мощности излучения источника использован фильтр оптического излучения, пропускающий излучение в рабочем диапазоне длин волн источника. Спектры излучения получены с помощью анализатора оптического спектра с разрешением 0.1 нм.

3. Результаты

На рис.2 представлены зависимость выходной мощности источника от мощности накачки (а) и спектры излучения (б) при различных мощностях накачки. Максимальная выходная мощность составила 32 мВт при мощности накачки 7.2 Вт, ширина спектра по уровню -10 дБ составляла более 27 нм.



Рис. 2. Мощность излучения (а) и спектры (б) источника излучения

4. Выводы

В работе продемонстрирована возможность создания полностью широкополосных источников волоконных ИК излучения с высокой интенсивностью и большой шириной спектра излучения на основе композитных оптических волокон. Использование сердцевины из фосфатного стекла, содержащего высокие концентрации ионов иттербия и эрбия, позволило значительно сократить длину активной среды по сравнению с длинами, характерными для аналогичных схем на основе кварцевых волокон.

Работа была поддержана РФФИ в рамках проекта 14-29-08168 офи_м.

- [1] Ch. Jinlong, T. Manqing, J. Semicond. **32**, 104007 (5pp) (2011)
- [2] P. Nageswara Rao, S. K. Shrivastava, J. Adv. Phys. 5, 993-1000 (2014)
- [3] P.F. Wysocki, M.J.F. Digonnet et al, J. Light. Tech. 12, 550-567 (1994).
- [4] R. Paschotta, J. Nilsson et al, J. Sel. Top. Quantum Electronics 3, 1097-1099 (1997)
- [5] O. N. Egorova, S. L. Semjonov et al, Opt. Express. 22, 7625-7630 (2014)
- [6] B. I. Denker, B. I. Galagan et al, *Laser Phys. Lett.* **10**, 055109 (3pp) (2013)

Динамические фазовые решетки в волоконном лазере с самосканированием частоты

<u>И.А. Лобач^{1,*}</u>, Р.В. Дробышев¹, А.А. Фотиади^{2,3}, Е.В. Подивилов^{1,4}, С.И. Каблуков¹

¹ Институт автоматики и электрометрии СО РАН, Новосибирск ²University of Mons, blvd.Dolez, 31, Mons, B-7000 Belgium ³Ульяновский государственный университет, Ульяновск ⁴ Новосибирский государственный университет ^{*}E-mail: <u>ivan.lobach@gmail.com</u>

Волоконная брэгговская решетка (ВБР) это отрезок волоконного световода с наведенной периодической модуляцией показателя преломления в сердцевине. Основное свойство ВБР заключается в спектрально-селективном отражении падающего на нее излучения, что позволяет использовать ВБР для формирования резонатора волоконного лазера [1]. Постоянная во времени модуляция показателя преломления благодаря свойству фоточувствительности в таких решетках может быть сформирована с помощью внешнего ультрафиолетового или фемтосекундного излучения. Непостоянная во времени модуляция показателя преломления может быть сформирована в волокнах, легированных редкоземельными элементами, из-за модуляции инверсии населённости вследствие образования стоячей волны излучения [2]. В последнем случае, говорят о формировании динамической фазовой решетки (ДФР). Наличие ДФР в резонаторе лазера изменяет условие лазерной генерации, что в частности приводит к самоиндуцированной периодической динамике генерации лазерной линии (или для простоты самосканированию частоты). Впервые эффект самосканирования частоты был обнаружен в рубиновом лазере всего через несколько лет после демонстрации первого лазера [3]. В волоконных же лазерах эффект был обнаружен несколько лет назад [4-6]. В первых работах эффект самосканирования связывали с модуляций усиления вследствие эффекта выжигания пространственных дыр. Позднее теоретически было показано, что ДФР имеют большее влияние на динамику лазерной частоты, чем модуляция усиления [7]. Теоретический расчет показал, что коэффициент отражения ДФР может достигать 100% [8]. Несмотря на то, что ДФР выполняют определяющую роль в спектральной динамике волоконного лазера, до сегодняшнего дня экспериментальных работ по изучению спектральных характеристик таких динамических структур в волоконном иттербиевом лазере не было.

Настоящая работа посвящена исследованию свойств ДФР в волоконном иттербиевом лазере с самосканированием частоты [7]. Резонатор лазера был образован с помощью высокоотражающего волоконного кольцевого зеркала (~64%) и слабоотражающего зеркала, сформированного на выходе лазера благодаря френелевскому отражению от торца выходного световода, сколотого под углом (R~0.3%). В качестве активной среды было использовано 3 метра иттербиевого волоконного световода с двойной оболочкой. Для стабилизации генерации все элементы лазера были выполнены на основе волокна с сохранением поляризации. Реализованный лазер работал в режиме самосканирования частоты в диапазоне от 1050 до 1071 нм. С помощью внешнего одночастотного излучения на длине волны 1064 нм впервые был измерен спектр отражения от ДФР (Рис.1), сформированной в процессе лазерной генерации с самосканированием частоты. Измеренный сигнал, представленный на Рис.1а, состоит из двух частей: постоянная составляющая, соответствующая отражению от выходного торца свотовода и узкий резонанс с шириной порядка 50 МГц (Рис.16), соответствующий отражению от сформированной ДФР. Оценки показали, что коэффициент отражения такой ДФР в пассивном световоде достигает 5%. Произведенное численное моделирование показало хорошее согласие с экспериментальными результатами.



Рис. 1. Экспериментальный сигнал отражения от динамической фазовой решетки в большом (а) и малом) (б) диапазонах частот.

Так как эксперимент показал, что коэффициент отражения формируемой в активной среде ДФР на порядок превосходит отражение от выходного слабоотражающего зеркала, то можно предположить, что, в действительности, резонатор образуется плотным зеркалом и ДФР. Для проверки этой гипотезы из лазера было исключено выходное зеркало, а начальная решетка показателя преломления записывалась в активной среде с помощью стоячей волны, формируемой при кратковременном включении внешнего источника одночастотного излучения. Эксперимент показал, что после формирования ДФР и выключения внешнего записывающего излучения модифицированный иттербиевый лазер начинает работать в режиме самосканирования частоты. В этом случае продолжительность работы лазера в режиме сканирования частоты ограничивался временами порядка 500 мкс, сравнимыми с временем жизни ДФР, а область сканирования составила порядка 100 МГц. Таким образом, впервые была продемонстрирована работа волоконного лазера с самосканированием частоты с резонатором образованным плотным кольцевым зеркалом и динамической фазовой решеткой.

Более детальное описание экспериментов по измерению отражения ДФР и по запуску процесса самосканирования частоты при внешней записи ДФР в активной среде, а также результатов моделирования будет представлено в докладе.

Работа выполнена при финансовой поддержке $PH\Phi$ (грант 14-22-00118). The work of A.F. is supported by Belgian Science Policy (IAP/VII-35) and Ministry of Education and Science of the Russian Federation (14.Z50.31.0015)

- [1] R. Kashyap, "Fiber Bragg Gratings", Academic Press (1999)
- [2] S.I. Stepanov, et al., Opt. Express 15, 8832-8837 (2007)
- [3] T.P. Hughes and K.M. Young, *Nature* **196**, 332–334 (1962)
- [4] A.V. Kir'yanov and N. N. Il'ichev, Laser Phys. Lett. 8, 305-312 (2011)
- [5] I.A. Lobach et al, Opt. Exp. 19, 17632-17640 (2011)
- [6] P. Peterka et al., Laser Phys. Lett. 9, 445–450 (2012)
- [7] I.A. Lobach, et al., Las. Phys. Lett. 11, 045103 (2014)
- [8] P. Peterka, et.al., Opt. Express 24, 16222-16223 (2016)

Тулиевый волоконный лазер

<u>А.А. Колегов^{*}</u>, А.В. Черникова, Е.А. Белов, А.О. Лешков

Российский федеральный ядерный центр – Всероссийский научно-исследовательский институт технической физики имени академика Е.И. Забабахина *E-mail: <u>albatrosing@yandex.ru</u>

В настоящее время оптоволоконные лазеры находят все большее применение в различных областях науки и техники. Наиболее востребованные области применения тулиевых волоконных лазеров – это медицина (лазерные хирургические аппараты) и накачка гольмиевых активных элементов. В первую очередь для этих применений необходимы лазеры с мощностью излучения порядка 40 Вт. Для накачки гольмиевых активных элементов необходимо обеспечить требуемые спектральные характеристики излучения генерации: длину волны 1908 нм и ширину спектра излучения генерации не более 0.5 нм. Для сложных урологических операций требуются тулиевые лазеры мощностью более 100 Вт. Кроме того тулиевыые волоконные лазеры находят применение в спектроскопии, локации и научных исследованиях. Волоконные лазеры компактны, обладают высоким КПД «от розетки» и высоким качеством излучения, что является основным преимуществом перед другими типами лазеров.

При разработке тулиевого волоконного лазера следует особое внимание уделять активному волокну, поскольку при накачке лазерными диодами с длиной волны 793 нм значительный квантовый дефект (~60% при длине волны генерации 1908 нм) не позволит получить эффективность преобразования выше 40%, даже если другие потери будут отсутствовать. Решает эту проблему высокая концентрация ионов тулия, которая позволяет эффективно использовать процесс кроссрелаксации для создания инверсии населенностей (когда один поглощенный фотон возбуждает сразу два иона тулия). Таким образом, кроссрелаксация существенно повышает квантовую эффективность тулиевого волоконного лазера. С другой стороны, слишком высокая концентрация ионов тулия может способствовать их кластеризации и снижению эффективности.

По результатам исследований изготовлено активное волокно, обеспечивающее высокий КПД преобразования «свет в свет», высокий коэффициент поглощения излучения накачки и малые неселективные потери излучения. Проведены детальные исследования спектра поглощения активного волокна в области спектра излучения диодов накачки (793 нм). В результате исследований определен пик спектра поглощения в этой области (788 нм). Использование лазерных диодов с длиной волны 786 нм позволит упростить тепловую схему лазера и снизить его массо-габаритные параметры.

Анализ литературы[1-5], посвященной тулиевым волоконным лазерам с диодной накачкой показал, что для мощных тулиевых лазеров, наиболее подходящими являются схемы с задающим генератором и усилителем. Задающий генератор будет обеспечивать требуемые спектральные характеристики излучения [3, 5], а усилитель – требуемую мощность. Однако, при достижении критической длины активного волокна в одномодовом усилителе может проявляться эффект самофильтрации [6]. Поэтому схема разработанного лазера содержит только генератор.

Проведен тепловой расчет конструкции лазера и его теплонагруженных элементов. Определены способы накопления и отвода тепла. На основе проведенных исследований разработана конструкция, которая позволяет сохранять работоспособность лазера в диапазоне температур от минус 60 0 C до плюс 55 0 C.

В результате создан компактный (масса 8 кг), эффективный (энергопотребление ~ 330 Вт), сохраняющий работоспособность в широком диапазоне температур (от минус 60 0 С до плюс 55 0 С) не требующий жидкостного охлаждения тулиевый одномодовый волоконный лазер мощностью 36 Вт.

Литература

[1] G. Frith, D.G. Lancaster, S.D. Jackson, *Electronics letters*, **41**, №12, 22-23, (2005).

[2] A. Hemming, S. Bennetts, A. Davidson, N. Carmody, D. G. Lancaster, *Opt. express*, **20**, №16, 17539-17544 (2012).

[3] G. Frith, A. Carter, B. Samson, J. Farroni, K. Farley, K. Tankala, OECC/ACOFT, 1-2 (2008).

[4] J. Wu, Z. Yao, J. Zong, S. Jiang, Opt. let., 32, No6, 638-640, (2007).

[5] T.S. McComb, R.A. Sims, C.C. Willis, P. Kadwani, V. Sudesh, L. Shah, M. Richardson, *App. opt.*, **49**, №32, 6236 – 6242, (2010).

[6] Р. Фриман, Волоконно-оптические системы связи, Техносфера, (2003).

Активные в среднем ИК диапазоне многокомпонентные кристаллические световоды

<u>Л.Н. Бутвина</u>^{*}, А.Г. Охримчук, А.Л. Бутвина

НЦВО РАН, Москва ^{*}E-mail: <u>butvina@fj.gpi.ru</u>

Уникальные механические и оптические свойства кристаллов галогенида серебра делают их прекрасными материалами для изготовления экструзией одномодовых, многомодовых и микро- и нано- структурированных волокон, работающих в среднем инфракрасном (ИК) спектральном диапазоне. Диапазон излучения спектра 3-14 мкм нуждается в холодных источниках лля разнообразных применений. Галогениды металлов обладают узким однофононным спектром 100-130 см⁻¹, уже чем в узкозонных халькогенидных стёклах в 2-3 раза. Поэтому очень привлекательно исследовать активные свойства световодов из галогенида серебра, легированных редкоземельными ионами. До настоящего времени не было сообщений о лазерной генерации в этих кристаллах, прочем, и в халькогенидных световодах. Ион Dv³⁺ является как В многообещающим для лазерной генерации в среднем ИК, так как переходы 6 Н_{9/2}+ 6 F_{11/2} – 6 Н_{13/2}, 6 Н_{11/2} – 6 Н_{13/2}, 6 Н_{9/2}+ 6 F_{11/2} – 6 Н_{11/2} этого иона vже продемонстрировали возможность усиления на длинах волн 2.4, 4.3 и 5.5 мкм соответственно в кристаллах CaGa₂S₄, PbGa₂S₄, KPb₂Cl₅ и RbPb₂Cl₅ . В этом исследовании мы провели углубленное изучение кинетики люминесценции в среднем ИК для кристаллов AgCl, AgBr, AgBr $_0$, Cl $_0$, легированных ионами Dy³ легированных ионами Dy^{3+} .



Рис.1 Схема уровней Dy⁺³ с результатами анализа Джадда-Офельта

Люминесценция Dy³⁺ возбуждалась импульсной лампой-вспышкой, которая накачивалась лазером YAG:Nd на длине волны 1.319 мкм. Для подавления излучения на длине волны 1.338 мкм в лазерном резонаторе был установлен фильтр (Leott), поскольку длина 1.319 мкм лучше подходит к полосе поглощения

Материалы Российского семинара по волоконным лазерам 2016

Dy³⁺. Были использованы два режима лазерной генерации, а именно свободное излучение и режим модулированной добротности (в последнем случае использовался электро-оптический модулятор). Полуширина длительности импульса составляла 50 мкс и 20 нс соответственно. Спектры люминесценции и кинетика люминесценции изучались с помощью монохроматора с решеткой в 1 метр и фоторезистора МСТ, охлажденного до температуры жидкого азота.



Рис.2 Спектр люминесценции поликристаллического волокна из AgCl:Dy (не откорректировано на аппаратную чувствительность). Сильнейшая полоса на 1.3 мкм здесь не показана

При фокусировке на МСТ внеосевым параболоидом наблюдена и люминесценция на 5.5 мкм. была обнаружена существенно неэкспоненциальная кинетика распада мультиплета ⁶H_{9/2}+⁶F_{11/2} с очень быстрой начальной компонентой. Скорости распада на начальном участке в несколько раз превышают оценки скоростей, сделанные по теории Джада-Офельта. Для объяснения такого поведения сделано предположение о кластирировании ионов Dy3+ и о кросс-релаксационном характере распада мультиплета ⁶H_{9/2}+⁶F_{11/2} по схеме ${}^{6}H_{9/2} + {}^{6}F_{11/2}$ - ${}^{6}H_{13/2}$, ${}^{6}H_{15/2}$ - ${}^{6}H_{13/2}$. Таким образом неизоэлектрическое замещение трёх валентным ионом Dy одновалентного иона серебра приводит к кластеризации и низкому видимому пределу растворимости меньше 0,05 мол. %. Выход в использовании накачки уровня ⁶H_{11/2} и использовании сильного штарковского расщепления основного уровня ⁶H_{15/2} для создания четырехуровневой схемы работы на 3.6 мкм. Переход к многокомпонетным нано композитным матрицам галогенидов с изоэлектронным замещением РЗЭ в качестве сердцевины активных в среднем ИК световодах также обсуждается в докладе.

Авторы выражают благодарность лаборатории ИПТМ РАН за выращивание кристаллов, и РФФИ за финансовую поддержку по гранту №15-02-09389 А.

Секция 2 «Импульсные волоконные и гибридные лазеры, мощные сверхкороткие импульсы»

Прогресс в фемтосекундных волоконных системах

А. Стародумов

Когерент E-mail: <u>andrei.starodoumov@coherent.com</u>

Интенсивно развивающиеся в последние годы фемтосекундные лазерные системы находят новые применения в обработке материалов, научных, медицинских и биологических приложениях. Свехкороткие импульсы позволяют записывать структуры в прозрачных материалах с высоким пространственным разрешением, контролировать глубину обработки материала и качество боковых поверхностей,. Особенно важно, что они минимизируют тепловые изменения в структуре материала и уменьшают пост-обработку материала.

Прогресс в разработке промышленных фемтосекундных систем в последние годы был связан с широким внедрением волоконно-оптических лазеров как задающих генераторов для твердотельных и чисто волоконных многокаскадных усилителей. Снижение стоимости волоконных систем и повышение надежности привели к постепенному переходу от фемтосекундных систем на 700-900 нм основанных на кристаллах Ti:Sapphire к системам в диапазоне 1020-1060 нм базирующимся на легированных иттербием материалах. В докладе обсуждаются основные принципы построения таких систем, и прогресс в развитие задающих генераторов и мошных волоконных усилителей, а также приводится сравнение характеристик волоконных усилителей с усилителями на тонких дисках и слэбах.

В докладе анализируютса возможности увеличения скорости обработки материалов, обсуждаются новые применения в многофотонной микроскопии и резке упрочнённого стекла для мобильных телефонов и дисплеев, операциях по коррекции зрения.

Мощные волоконные лазеры ультракоротких импульсов для микрообработки материалов

<u>Д.В. Мясников</u>^{*}, А.И. Баранов, И.С. Ульянов, Д.В. Протасеня, И.Н. Бычков

ООО НТО «ИРЭ-Полюс» ^{*}E-mail: <u>dmyasnikov@ntoire-polus.ru</u>

В настоящее время лазерные системы ультракоротких импульсов преобретают всё больший интерес в связи с применениями в микрообработке материалов и, в частности, в обработке прозрачных материалов. Волоконные лазеры проникают и в эту область, хотя здесь их преимущества перед твердотельными системами менее очевидны, чем для лазеров высоких средних мощностей (> 1 кВт).

В настоящей работе представлены основные результаты работ по волоконным лазерам ультракоротких импульсов, проводимых в НТО «ИРЭ-Полюс».



Рис. 1. Seed – задающий лазер, Str – стретчер импульсов, A1 – предусилитель, AOM – акустооптический модулятор, A2 – мощный усилитель (бустер), RFL-1480 – ВКР лазер накачки бустера, M1, M2 – зеркала, WP – четвертьволновая пластина, VBG – компрессор импульсов.

На рисунке 1 изображена схема предложенного нами лазера. Задающий лазер, работающий на принципе нелинейного вращения поляризации, выдаёт импульсы 3-5 пикосекунд (сжимаемые до 200 фс) на частоте 15 МГц с энергией 1 нДж. Мы используем схему растяжения и сжатия импульсов (СРА). В качестве стретчера импульсов использовалась либо волоконная, либо объёмная чирпированная брэгговская После решётка. предусиления импульсы прореживались акусто-оптическим модулятором, который также использовался для формирования пачек импульсов произвольной формы и для модуляции энергии каждого импульса.

Мощный эрбиевый усилитель накачивался непрерывным ВКР лазером с длиной волны 1480 нм и мощностью до 50 Вт. Весь волоконный тракт лазера собран на волокне, поддерживающем линейное состояние поляризации. В качестве компрессора использовалась объёмная брэгговская решётка. Для разделения прямого и обратного пучков применялся поляризационный делитель и четвертьволновая пластинка.

Мы достигли 20 Вт средней мощности после сжатия импульсов, энергии одиночного импульса до 25 мкДж и длительности 1.5 пс.

В данном лазере реализован режим быстрого включения и выключения излучения, а также режим модуляции энергии каждого импульса в пачке. Осциллограммы выходных импульсов для различных вариантов модуляции представлены на рисунке 2.



Рис. 2. Осциллограммы быстрого включения (слева) и некоторой заранее заданной формы пачки импульсов (справа).

Синхронизация мод волоконного лазера с помощью углеродных нанотрубок, полученных аэрозольным способом

С. Кобцев¹, А. Насибулин², <u>А. Иваненко^{1,*}</u>, Ю. Гладуш²

¹Новосибирский государственный университет ²Сколковский институт науки и технологий ^{*}E-mail: <u>ivanenko.aleksey@gmail.com</u>

Углеродные нанотрубки (УН) широко применяются в волоконных лазерах для пассивной синхронизации мод излучения [1]. Насыщающиеся поглотители, изготовленные на основе УН, можно разделить на два класса – с использованием несущих матриц на базе, например, полимеров и без использования несущих матриц. Использование матрицы позволяет получать плёнку, содержащую УН, и далее размещать её как самостоятельный элемент в резонаторе волоконного лазера. Полимерная матрица, содержащая УН, является "слабым" местом насыщающегося поглотителя, так как её свойства меняются со временем под воздействием лазерного излучения и окружающей среды. Безматричные поглотители на основе УН требуют нанесения УН на поверхность какого-либо элемента резонатора волоконного лазера, что, как правило, технологически сложно.

В настоящей работе впервые представлены результаты исследования насыщающихся поглотителей на основе УН, полученных в виде безматричных плёнок аэрозольным способом [2]. Этот метод является одним из наиболее перспективным методов синтеза УН для их применения в качестве насыщающихся поглотителей, так как позволяет получить высококачественные углеродные нанотрубки в виде безматричной плёнки без посторонних каталитических частиц и без аморфного углерода.

Схема экспериментальной установки приведена на рис. 1.



Рис. 1. Схема экспериментальной установки: LD – диод накачки, PM WDM – спектральный объединитель с поддержкой поляризации излучения, PM Coupler – ответвитель излучения с поддержкой поляризации излучения, PM – пассивное волокно с поддержкой поляризации излучения.

Схема была реализована в цельноволоконном исполнении, использованы только компоненты, поддерживающие поляризацию излучения, для минимизации

эффекта нелинейной эволюции поляризации излучения. Образцы безматричных плёнок УН с пропусканием 60-80% на длине волны 1,5 мкм и толщиной менее 100 мкм размещались между ферулами волоконного разъёма FC/APC. Накачка активного эрбиевого волокна осуществлялась в сердцевину излучением диодного лазера через одномодовое волокно. При увеличении мощности излучения накачки выше пороговой лазер начинал генерировать в режиме синхронизации мод излучения.

На рис. 2 приведены автокорреляционная функция импульсов лазера и спектр излучения лазера при использования безматричной плёнки УН с пропусканием 60%. Длительность импульсов составляется 2,7 пс, импульсы близки к спектрально ограниченным.



Рис. 2. Автокорреляционная функция импульсов лазера (слева), спектр излучения лазера (справа, красная линия, синяя линия: при средней мощности излучения лазера более 5 мВт).

Для оценки качества синхронизации мод излучения был измерен радиочастотный спектр генерируемых импульсов в окрестности фундаментальной частоты следования импульсов и в окрестности её 20-ой гармоники (рис. 3). Видно, что радиочастотные спектры не содержат побочных компонентов, а основные компоненты имеют относительно высокий контраст (около 70 дБ в области шириной 1 ГГц), что свидетельствует о высоком качестве синхронизации мод излучения, полученной с помощью безматричной плёнки УН.



Рис. 3. Радиочастотные спектры генерируемых импульсов в окрестности фундаментальной частоты следования импульсов (слева) и в окрестности её 20-ой гармоники (справа).

В работе приведены результаты экспериментов с другими образцами безматричных плёнок УН, представлены детальные характеристики этих плёнок.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке грантов Министерства образования и науки РФ (14.В25.31.0003, 3.162.2014/К) и гранта РФФИ (16-02-00104).

- [1] M.Chernysheva, A.Rozhin, et al. Carbon nanotubes for ultrafast fibre lasers. *Nanophotonics* **5** (2016). DOI: 10.1515/nanoph-2015-0156.
- [2] A.G.Nasibulin, A.Moisala, et al. A novel aerosol method for single walled carbon nanotube synthesis. *Chem. Phys. Lett.* **402** (1–3), pp. 227–232 (2005).

Стабилизация длины волны излучения волоконного лазера на основе пассивного нелинейного кольцевого зеркала

<u>С.С. Алешкина^{*}</u>, О.И. Медведков, М.И. Беловолов, М.М. Бубнов, М.Е. Лихачев

Научный центр волоконной оптики РАН, Москва ^{*}*E-mail:* <u>sv_alesh@fo.gpi.ru</u>

Лазерные источники, поставляющие импульсы наносекундной длительности нашли широкое применение в различных областях обработки материалов, а так же системах отслеживания пространственно удаленных объектов (LIDAR). Поэтому поиски простых и, что более важно, стабильных схем генерации импульсов нано- и субнаносекундной длительности на данный момент является актуальной задачей.



Рис.1. Временная нестабильность длины волны генерации лазера на основе пассивного нелинейного кольцевого зеркала.

Ранее нами была предложена и реализована схема задающего лазера с нелинейным пассивным кольцевым зеркалом (ПНКЗ) для спектрального диапазона 1 мкм [1] и 1,55 мкм [2], соответственно. Особенностью схемы, дисперсией которой полная являлась отрицательна, возможность синхронизации мод И генерации наносекундных импульсов co спектральной линией, ширина которой не превосходила разрешение коммерчески доступного (∆λ≤0.02 нм). спектроанализатора

Измерение реальной ширины спектральной линии при этом было затруднено временной нестабильностью центральной длины волны генерации лазера (Рис. 1), вызванной отсутствием в схеме спектрально-селективных элементов. Целью настоящей работы являлась стабилизация длины волны излучения волоконного лазера с ПНКЗ и определение спектральной ширины такого лазера.

Идея стабилизации длины волны излучения была основана на использовании в схеме волоконной брэгговской решетки (БР) (рис.2). В работе были независимо рассмотрены случаи использования 95% БР с шириной 0,5 нм и 50% БР с шириной 1,7 нм. Центральная длина волны решеток соответствовала длине волны 1553 нм. Чтобы устранить влияние поляризационных эффектов на выходные характеристики лазера, все элементы реализованной схемы были изготовлены на основе стандартного поляризационно-чувствительного волокна.

Использование БР с шириной спектра 0,5 нм не позволило достичь режима синхронизации мод, что по всей видимости могло быть связано с недостаточным количеством мод, генерируемых в лазерной системе: как видно из рис. 1, основание спектра имеет ширину порядка нескольких нанометров. Замена 0,5 нм БР на БР с шириной спектра 1,7 нм способствовало самозапуску системы в импульсном режиме. Однако частота повторения импульсов не соответствовала времени обхода резонатора, а генерация имела нестабильный
характер. Одноимульсный режим генерации был достигнут при использовании в системе одновременно двух решеток. Временная развертка импульсов, как и в случае [1-2], имела прямоугольную форму. Зависимость выходной мощности и длительности импульсов от мощности накачки приведено на Рис.За. Частота повторения импульсов составила 382 кГц. Спектр лазера, зарегистрированный посредством спектроанализатора Yokogawa AQ6370C, приведен на рисунке 3б. Прецизионное измерение ширины спектра, выполненное конфокальным методом (диапазон сканирования 1500 МГц, разрешающая способность – 15 МГц) показало, что при длительности импульсов 24 наносекунд и выходной мощности 240 мкВт спектральная линия имеет ширину порядка 4е-4 нм (50 МГц), что соответствовало длительности спектрально-ограниченного импульса.





В заключение, в работе показано, что стабилизации длины волны генерации лазера с ПНКЗ может быть эффективно осуществлена с помощью системы волоконных брэгговских решеток. Реализация такой схемы позволила экспериментально установить, что генерируемые в лазере с ПНКЗ импульсы являются спектрально-ограниченными.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант № 14-19-01572).

- [1] M. E. Likhachev, S. S. Aleshkina et al, Laser Physics Letters 11, 125104 (2014)
- [2] S. S. Aleshkina, M. M. Bubnov et al, Laser Physics Letters 13, 035104 (2016)

Волоконный импульсный лазер с РМ-резонатором в форме восьмёрки

<u>А.В. Иваненко^{*}</u>, С.В. Смирнов, С.М. Кобцев, А.В. Кеммер, М.Д. Гевразиев, А.Ю. Кохановский

Новосибирский национальный исследовательский государственный университет *E-mail: <u>ivanenko.aleksey@gmail.com</u>

Распространенным методом получения коротких импульсов в таких лазерах является синхронизация мод на основе нелинейного вращения поляризации или на основе насыщающихся поглотителей. Однако, волоконные лазеры с синхронизацией мод на основе эффекта NPE обладают рядом недостатков, таких как необходимость периодической подстройки, а также проблемы с самостартом режима в долгосрочной перспективе и сохранением формы и длительности импульсов при увеличении мощности накачки, так как основой формирования режима являются нелинейные процессы, зависящие от пиковой мощности излучения. Эти проблемы вызваны изменением со временем параметров двулучепреломления оптического волокна В месте его сдавливания/скручивания в волоконных контроллерах поляризации ввиду аморфной структуры волокна.

Волоконные лазеры на основе полупроводниковых насыщающихся поглотителей обладаю низким порогом разрушения, что приводит к ограничению выходной мощности и энергии лазерного излучения. В большинстве таких лазеров средняя мощность ограничена десятком мВт.



Рис.1.Схема волоконного лазера.

В волоконных лазерах с синхронизацией мод за счёт нелинейного петлевого зеркала (НПЗ) удалось получить значительно большие средние мощности выходного излучения (более 0.5 Вт) [1]. Однако из-за нелинейных эффектов в таких лазерах при больших внутрирезонаторных мощностях происходит срыв генерации либо генерация цугов импульсов со стохастическим заполнением (генерация двухмасштабных импульсов) [2-4]. Такие импульсы не могут быть сжаты и не находят применения в тех приложениях, где требуются сверхкороткие импульсы [5, 6].

Материалы Российского семинара по волоконным лазерам 2016

В данной работе представлены результаты исследования волоконного импульсного лазера с оригинальной конструкцией резонатора, позволившей управлять разностью фаз встречных волн в петле и получить одноимпульсный режим генерации с высокой средней мощностью более 200 мВт. Оригинальная конструкция резонатора с наличием двух диодов накачки позволяет регулировать разницу фаз встречных волн в активной петле отношением мощностей накачек, что упрощает достижение стабильной синхронизации мод. Резонатор представляет из себя две петли: активную и пассивную, полностью состоящие из волокон с поддержкой поляризации (рис. 1).



Активная петля состоит из двух активных иттербиевых волокон и двух независимых мощных блоков накачки. Общая длина активной части резонатора 23.58 м. Пассивная петля включает изолятор для обеспечения однонаправленного режима генерации в петле и волоконный ответвитель для вывода излучения (70/30). Так как пассивная петля короткая (2,4 м), нелинейные эффекты в ней не оказывают сильного влияния. Части резонатора соединены ответвителем (60/40), который обеспечивает ненулевую обратную связь перед началом импульсной генерации для плавного самостарта режима синхронизации мод. Так как активная петля имеет некоторую ассиметрию, оптический путь, который проходят волны с двух портов ответвителя отличается. Нелинейный набег фазы в волокие зависит от мощности: $\phi = \gamma P_0 L$ (1), где L – длина световода, γ – параметр нелинейности волокна, Р₀ – пиковая мощность. Поэтому при разных уровнях мощности встречные волны на выходе из активной петли интерферируют по-разному. Это приводит к тому, что коэффициент пропускания ответвителя зависит от мощности: $T=1-2\alpha(1-\alpha)[1+\cos(\Delta \varphi)]$, где $\Delta \varphi$ – разница фаз встречных волн в активной петле. Однако при увеличении мощности для стабильной работы лазера необходимо выполнение условия $\Delta \phi < \pi$, в противном случае зависимость коэффициента пропускания НПЗ от мощности окажется немонотонной, что приведёт к срыву режима генерации и/или формированию цугов co стохастическим наполнением суб-импульсами [2-4]. Как следствие, для получения импульсов с высокой пиковой мощностью асимметрия НПЗ должна быть достаточно слабой, обеспечивая условие $\Delta \phi < \pi$ для мощных импульсов. Для того чтобы выровнять асимметрию НПЗ и выполнить это условие ($\Delta \phi < \pi$) в конструкции резонатора используются две активных среды с независимыми накачками, которые позволяют за счёт разных коэффициентов усиления варьировать набегами фаз двух встречных волн. Две независимых накачки за счёт выравнивания коэффициентов усиления позволяют масштабировать мощность излучения в широких пределах.

В разработанном лазере, благодаря возможности управлять разностью фаз встречных волн за счёт разных коэффициентов усиления для встречных волн,

удалось обеспечить большую асимметрию резонатора при запуске лазера и слабую асимметрию для получения стабильной генерации мощных одиночных импульсов. Регулируя мощности накачек, был получен режим генерации одиночных коротких импульсов, длительностью 13.2 пс (рис. 2а). Колоколообразная форма АКФ свидетельствует о получении одноимпульсного режима без внутренних заполнений суб-импульсами. Ширина оптического спектра составила 0,12 нм (рис. 2б).

Полученные характеристики лазера являются интересными для задач создания задающих генераторов, мощных лазерных систем, для ряда инженерных приложений, таких микрообработка, научных как поверхностное И текстурирование, импульсная лазерная абляция и осаждение, которые подразумевают использование лазерных источников с выходной средней мощностью в десятки ватт, но не требуют источников фемтосекундного излучения, а вполне обходятся использованием пикосекундных источников.

- [1] Y.S.Fedotov, A.V.Ivanenko, S.M.Kobtsev, S.V.Smirnov. High average power mode-locked figureeight Yb fibre master oscillator. Optics Express, Vol. 22, Issue 25, pp. 31379-31386 (2014).
- [2] S. Kobtsev, S. Kukarin, S. Smirnov, S. Turitsyn, and A. Latkin, "Generation of double-scale femto/pico-second optical lumps in mode-locked fiber lasers," Opt. Express 17 (23), 20707–20713 (2009).
- [3] Г.П. Агравал, "Нелинейная волоконная оптика", Москва, «Мир», 1996.
- [4] W.H. Renninger, A. Chong, and F.W. Wise, "Dissipative solitons in normal-dispersion fiber lasers," Phys. Rev. A77, 023814 (2008).
- [5] Kıvanc, O zgoren,Bulent Oktem, Sinem Yılmaz, F. Omer Ilday, and Koray Eken "83W,
 3.1 MHz, square-shaped, 1 ns-pulsed all-fiber-integrated laser for micromachining" 29 August 2011 / Vol. 19, No. 18 / OPTICS EXPRESS 17647B
- [6] Li Mei, Guoliang Chen, Lixin Xu,* Xianming Zhang, Chun Gu, Biao Sun, and Anting Wang "Width and amplitude tunable square-wave pulse in dual-pump passively mode-locked fiber laser" June 1, 2014 / Vol. 39, No. 11 / OPTICS LETTERS

Импульсный иттербиевый волоконный лазер с энергией импульса 10 мкДж

<u>А.И. Трикшев^{1,2,3*}</u>, В.А. Камынин^{1,2,3}, В.Б. Цветков^{1,4}

¹Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН ²Ульяновский государственный университет ³Лаборатория фотоники Пермского научного центра УрО РАН ⁵Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ» *E-mail: trikshevgpi@gmail.com

В работе продемонстрирован импульсный иттербиевый волоконный лазер с кольцевым резонатором, в котором синхронизация мод происходит за счет эффекта нелинейного вращения поляризации, мощность которого усиливалась двухкаскадным волоконным усилителем. Энергия импульса на выходе системы составила около 10 мкДж при частоте повторений 1 МГц, длительность импульса не более 60 пс.



I – задающий генератор, II – предусилитель, III – усилитель,

GYBF – иттербиевое GTWave волокно, LMA YBF – иттербиевое активное волокно с
 широким полем моды, DL – волокно задержки, PC - волоконный контроллер поляризации,
 ISO – волоконный оптический изолятор, FP – волоконный поляризатор, CP – волоконный
 ответвитель, LD – лазерный диод накачки, MA – волоконный адаптер моды (коническое волокно)

Схема экспериментальной установки представлена на рис. 1. В качестве задающего генератора (I) использовался кольцевой импульсный лазер, в основе которого лежит эффект нелинейного вращения поляризации. В качестве активной среды использовалось активное иттербиевое волокно с многоэлементной первой оболочкой (GTWave [1]). Диаметр активной сердцевины 6 мкм, диаметр пассивной сердцевины 125 мкм. Апертура активной сердцевины NA = 0.11. Коэффициент поглощения на длине волны накачки 976 нм составил 0.8 дБ/м. Длина активного волокна составила 20 M. Накачка осуществлялась полупроводниковым лазерным диодом с длиной волны 976 нм. Для реализации частоты генерации в 1 МГц в резонатор включалась линия задержки (DF) одномодовое волокно длиной около 180 м; общая длина резонатора составляла Для подстройки рабочего режима задающего генератора около 210 м. использовались волоконные контроллеры поляризации (РС). Для вывода излучения из резонатора использовался волоконный ответвитель 9:1 (слабое плечо возвращает часть мощности обратно в резонатор). Средняя выходная мощность на выходе задающего генератора составила 10 мВт, что соответствует энергии импульса 0,01 мкДж.

Предусилитель II реализован аналогично задающему генератору на иттербиевом активном GTWave волокне длиной 20 Μ с накачкой 976 полупроводниковым лазерным диодом с длиной волны Лля HM. предотвращения попадания обратной мощности в задающий генератор перед предусилителем включался волоконный оптический изолятор (ISO). Средняя выходная мощность на выходе с предусилителя составила 350 мВт, что соответствует энергии импульса 0,35 мкДж.

Мощный волоконный усилитель (LMA YDF) представлял собой активное иттербиевое волокно с широким полем моды [2] с диаметром сердцевины 25 мкм (NA = 0.07) и диаметром оболочки 250 мкм (NA = 0.46). Коэффициент поглощения на длине волны накачки 976 нм составлял 10 дБ/м. Длина активного волокна составляла 2.5 м. Для согласования апертур волокон предусилителя и мощного усилителя применялся волоконный модовый адаптер представляющий собой коническое волокно с плавно меняющимся диаметром сердцевины по длине волокна. В качестве накачки использовались 3 многомодовых лазерных диода суммарной мощностью до 90 Вт. Мощность подавалась с помощью волоконного сумматора (6 + 1) × 1 (три входа оставались незадействованными). На выходе было приварено 20 см пассивного волокна. Для вывода непоглощенной накачки место сварки с пассивным волокном было покрыто выводящим полимером. Для предотвращения обратного отражения выходной торец был сколот под углом 8°. При мощности накачки 48 Вт средняя мощность на выходе системы составила около 11 Вт, что соответствует энергии импульса 11 мкДж. Осциллограмма импульса на выходе системы, полученная с помощью 16 ГГц осциллографа, представлена на рисунке 2.



Рис. 2. Осциллограмма импульса на выходе системы.

- Bufetov I.A., Bubnov M.M., Mel'kumov M.A., Dudin V.V., Shubin A.V., Semenov S.L., Kravtsov K.S., Gur'yanov A.N., Yashkov M.V., Dianov E.M. Kvantovaya, Quantum Electronics 35, 328 (2005).
- [2] N.G.R. Brodericka, H.L. Offerhausa, D.J. Richardsona, R.A. Sammuta, b, J. Caplena, L. Donga, Large Mode Area Fibers for High Power Applications, Optical Fiber Technology, 5, 185–196 (1999).

Генерация и усиление сильночирпованных диссипативных солитонов в полностью волоконной схеме

<u>Д. С. Харенко^{1,2*}, А. Г. Кузнецов¹, В. А. Гонта², С. А. Бабин^{1,2}</u>

¹ Институт автоматики и электрометрии СО РАН, Новосибирск ² Новосибирский государственный университет, Новосибирск *E-mail: <u>kharenko@iae.nsk.su</u>

Генерация диссипативных солитонов (ДС) — это мощная техника для получения фемтосекундных импульсов с высокой энергией в лазерах с мод. Увеличение энергии импульса синхронизацией В волоконном фемтосекундном генераторе может достигаться как за счёт увеличения диаметра моды [1], так и за счёт удлинения резонатора [2], а также при одновременном применении этих двух подходов [3]. Дальнейшее увеличение энергии возможно путём прямого усиления подобных импульсов. Наличие у входных импульсов достаточно большого параметра чирпа (порядка 100), позволяет обойтись без объёмного растяжителя (stretcher) на входе в усилитель. Относительно низкая частота повторения (менее 20 МГц) даёт возможность проредить исходный цуг импульсов при помощи акустооптического модулятора вместо дорогостоящего электрооптического. Всё это, вкупе со сжатием импульса в объёмной брэгговской решётке на выходе из усилителя, открывает возможность к созданию компактного и надёжного источника фемтосекундных импульсов с энергией более 100 нДж.



Рис. 1 (а) Типичная схема задающего генератора СЧДС, (б) Зависимость выходной энергии генератора от диаметра моды волокна и ширины спектрального фильтра

Схема полностью волоконного задающего генератора сильночирпованных ДС (СЧДС) представлена на Рис. 1а. От первоначальной схемы с гибридным дизайном, впервые исследованной в [2], её отличает наличие поляризационного спектрального фильтра Лио (ПФ). Вывод излучения осуществляется через второй порт поляризационного делителя (ПД). Режим синхронизации мод достигается настройкой контроллера поляризации (КП). Длина резонатора варьировалась от 7 м до 38 м изменением длины волокна с сохранением поляризации (РМволокно). В результате частота повторения генератора была уменьшена с 20 МГц до 5 МГц. Увеличение диаметра моды волокна резонатора позволяет увеличить энергию импульсов пропорционально площади моды (Рис. 1б). Максимальная остаётся ограниченной порогом вынужденного комбинационного длина рассеяния [3]. При этом величина этого порога и параметры генерируемых импульсов сильно зависят от ширины спектрального фильтра внутри резонатора. Так применение более широкого фильтра позволяет получить более короткие импульсы, но с меньшей энергией (см. Рис. 1б), что может быть компенсировано

применением внешнего усилителя. Соотношение между требуемой длительностью сжатого импульса и его энергией определяется областью их применения. Так в ряде случаев более важно сохранить короткую длительность, а в других определяющую роль может играть энергия импульса, тогда как длительность может быть относительно большой (до 1 пс).

В докладе будут изложены результаты исследований различных способов получения импульсов с заданными параметрами — зависимость характеристик фемтосекундного импульса от параметров волоконного резонатора задающего генератора и от условий его усиления в волоконном усилителе мощности.

- [1] S. Lefrançois, K. Kieu et al, Opt. Lett. 35 1569-1571 (2010)
- [2] D. S. Kharenko, E. V. Podivilov et al, Opt. Lett. **37** 4104-4106 (2012)
- [3] D. S. Kharenko, V. A. Gonta, S. A. Babin, Las. Phys. Lett. 13 025107 (2016)

Предусилительный каскад на основе элементов нелинейной спектральной компрессии для генерации импульсов высокой энергии

<u>И.О. Золотовский</u>^{1,*}, Д.А. Коробко¹, А.А. Фотиади^{1,2}

¹Ульяновский государственный университет, ²Университет г. Монс, Бельгия ^{*}Email: <u>rafzol.14@mail.ru</u>

Одной из центральных задач лазерной физики является построение систем для генерации импульсов излучения высоких энергий, необходимых в широком круге приложений – обработке материалов, оптической связи, медицине и т.п. Высокое прикладное значение актуализирует постоянное развитие направления, связанного с разработкой мощных оптических усилителей импульсов. Компактность, надежность, высокое качество пучка делают усилительные системы на основе оптических волокон, легированных редкоземельными элементами, крайне привлекательными для использования [1]. Специфика волоконных усилительных систем связана с сильными нелинейными эффектами, главным образом, с фазовой самомодуляцией (ФСМ) распространяющегося импульса. Одним из основных факторов, ограничивающих получение импульсов высоких энергий в волоконных усилителях, является высокая положительная частотная модуляция (чирп), возникающая из-за ФСМ, которая приводит к выходу части спектра за пределы полосы усиления, искажению огибающей и, в итоге, к разрушению импульса. Стандартным способом снижения негативных нелинейных воздействий остается использование техники «усиления чирпированных импульсов», заключающейся в предварительном растяжении импульса для снижения его пиковой мощности, после усиления производится рекомпрессия импульса. При применении специально разработанных волокон-«стержней» с большой площадью моды и использовании нескольких стадий усиления этот метод в диапазоне Yb лазеров позволяет получать импульсы с энергиями до нескольких мДж и пиковыми мощностями более 1 ГВт [1].

В настоящей работе рассмотрен один из возможных альтернативных подходов для снижения ФСМ-уширения спектра, основанный на нелинейной спектральной компрессии (СК). Его суть состоит в предварительном придании импульсу отрицательного чирпа и дальнейшем его погашении за счет ФСМ при распространении в нелинейной среде [2, 3]. В данной работе рассматривается модель предварительного усилителя лазерных импульсов высокой энергии, основанная на возможности СК импульсов, прошедших стадию усиления. Наиболее эффективна СК импульсов с параболической огибающей. Сужение спектра импульса позволяет эффективно усиливать его на следующей стадии (рис. 1). Одним из отличий работы является сравнение моделей СК, использующих для формирования импульса с линейной частотной модуляцией либо стандартный механизм спектральной фильтрации либо современные элементы оптического процессинга.



Рис. 1. Принципиальная схема предусилительного каскада. Первый блок выделен штриховой линией.

Основным элементом каскада является волоконный усилитель с нормальной ДГС β_{2a} , который способен передать импульсу значительную энергию. Насыщение и

ограниченность спектра усиления приводят к искажению параболической огибающей и отклонению частотной модуляции от линейного вида и ограничивают величину выходной энергии импульса. Конечная цель отдельного каскада заключается в получении импульса более высокой энергии при сохранении линейности чирпа и максимально возможному приближению огибающей к параболическому виду. Это возможно сделать при помощи дополнительного спектрального фильтра. Его ширина Ω_b должна определяться компромиссом между достижением высокой выходной энергии импульса и линейностью его частотной модуляции. Важно отметить, что современные достижения оптического процессинга позволяют использовать вместо стандартного фильтра с гауссовым распределением пропускаемых частот, устройства ("pulse shaper", например, на основе жидких кристаллов или акустооптического модулятора), обеспечивающие приближение формы и фазы импульса к необходимому виду.

(dB





Рис.². (а) Изменение ширины нормированного спектра на полувысоте, (b) диаграмма эволюции нормированного спектра импульса при прохождении протяженных элементов каскада, (c) изменение максимального значения спектральной плотности энергии импульса.

Рис.3. То же, что и на рис. 2 для каскада, с заменой широкого фильтра на элемент процессинга, обеспечивающий формирование у импульса параболической огибающей.

На рис. 2, 3 показаны результаты моделирования, иллюстрирующие эволюцию спектра импульса при прохождении предусилительного каскада. Они показывают, что используя элемент оптического процессинга, предусилительный каскад позволяет получить импульс значительно более высокой энергии и более высокого «качества». Высокая спектральная плотность импульса позволяет осуществить его дальнейшее усиление в оконечном усилителе (например, в твердотельном) используя всю ширину спектра усиления. Кроме того данный предусилитель перспективен в качестве затравочного источника для дальнейшей генерации в усилителе параболических симиляритонов высокой энергии.

Работа поддержана Министерством образования и науки РФ (проекты 14.Z50.31.0015, RFMEFI57414X0057) и грантом РНФ № 16-42-02012.

- [1] C. Jauregui, J. Limpert, and A. Tünnermann, Nat. Photonics, 7, 861-867 (2013).
- [2] J. Fatome, B. Kibler, E. R. Andresen et al Applied Optics, 51 (19), 4547-4553 (2012).
- [3] D. A. Korobko, O. G. Okhotnikov, and I. O. Zolotovskii, JOSA B, 33, 239-245 (2016).

Векторная модель Er³⁺ волоконного лазера сверхкоротких импульсов

Л.А.Мельников^{*}, М.В.Рябинина

Саратовский государственный технический университет им. Гагарина Ю.А. * E-mail: lam-pels@ya.ru

Последние достижения в области исследования поляризационной динамики в волоконных лазерах с усилителем на основе волокна, активированным эрбием, генерирующих сверхкороткие световые импульсы [1-3] делают актуальной задачу численного моделирования динамики лазера на основе адекватной теоретической модели, включающей векторное описание поля и особенности усиления в активной резонансной среде. Поляризационные явления в лазерной определяются во многом соотношением поляризационной динамике анизотропии, связанной с резонатором, и нелинейным преобразованием поляризации в оптическом волокне и в активной (а также поглощающей) среде. Поляризационные характеристики оптических волокон достаточно хорошо описываются поляризационной дисперсией и регулярным или случайным вращением осей анизотропии волокна. Самовращение эллипса поляризации в волокне и подобные этому эффекты также хорошо описываются керровской нелинейностью.

Описание поляризационных эффектов при взаимодействии сверхкоротких импульсов с активной средой затруднено тем, что активные ионы находятся под действием поля окружения, направление которого изменяется от точки к точке, которое приводит к штарковскому расщеплению уровней [4]. При этом требуется соответствующее усреднение по ориентациям поля. Переходы между рабочими лазерными уровнями ⁴I_{13/2} и ⁴I_{15/2} изолированного иона Er³⁺ запрещены по четности и только поле окружения снимает этот запрет. Учет конфигурационного взаимодействия приводит к тому, что все переходы между уровнями штарковской структуры разрешены. Таким образом, уравнения для матрицы плотности активной среды следует выписывать в базисе штарковских подуровней модифицированных конфигурационным взаимодействием, при этом матрица плотности имеет размерность 30×30, взаимодействие иона с полем определяется матричными элементами дипольного момента со сферическими компонентами (q=-1,0,1) определяемым по методу Джуда-Оффельта [5], а также магнитодипольными переходами, и, кроме того, каждый штарковский уровень дважды вырожден.

Для недиагональных элементов матрицы плотности, соответствующих оптическим переходам, используется адиабатическое приближение, в результате чего в уравнениях для подматриц для верхней и нижней групп уровней получаются слагаемые с произведением полей вида $E_q E_{q1}^*$ в системе координат, связанной с ионом. Используя выражения для матрицы $T(\theta, \varphi)$ преобразования полей E_x , E_y из системы координат, связанной с волокном в ионную систему координат, можно выполнить усреднение по углам θ, φ , не решая систему уравнений. Соответствующие выражения сведены в Таблицу 1.

Таблица 1. Результаты усреднения по ориентациям поля окружения

q,q1	q=-1	0	1
q1=-1	$(1/3) (E_{\rm X} ^2 + E_{\rm Y} ^2)$	$-\pi Im(E_X^* E_Y)/8\sqrt{2}$	$(1/6) (E_X ^2 + E_Y ^2)$
0	$-\pi Im(E_X^* E_Y)/8\sqrt{2}$	$(1/3) (E_X ^2 + E_Y ^2)$	$-\pi Im(E_X^* E_Y)/8\sqrt{2}$
1	$(1/6) (E_X ^2 + E_Y ^2)$	$-\pi Im(E_X^* E_Y)/8\sqrt{2}$	$(1/3) (E_X ^2 + E_Y ^2)$

Материалы Российского семинара по волоконным лазерам 2016

В докладе представлены численные решения уравнений для матрицы плотности, обсуждаются аналоги ориентации и выстраивания уровней в данной системе и их влияние на поляризационную динамику.

Учет неоднородного уширения может быть проведен по методу [6], который применительно к данному случаю требует расчета поляризации среды через двухвременную восприимчивость $P_k(t)=ig[d\tau \sum_{l,n}E_l(t-\tau)C_{kl}^n(t-\tau)F_n(\tau)\exp(-\gamma\tau)$, где g-усиление, $k,l=x,y, n=0,2,4,..., F_n$ — функции Эрмита, C_{nkl} — Фурье компоненты тензора восприимчивости активной среды относительно отстройки из-за неоднородного уширения. Для C_{nkl} используются следующие уравнения:

$$\frac{dC_{nkl}}{dt} = \frac{\gamma_a \gamma_b}{\gamma_{ab}} \delta_{n0} - \gamma_{ab} C_{nkl} - \frac{1}{4} (\gamma_a - \gamma_b)^2 \int_0^\infty d\tau C_{nkl} (t - \tau) e^{-\gamma_{ab} \tau} - \sum_{m,s} E_k(t) \int_0^\infty d\tau e^{-\gamma \tau} E_s(t - \tau) C_{mks} (t - \tau) (-\tau / \sqrt{2})^{m-n} f_{nm}(\tau),$$

Здесь f – функции Лагерра, - γ_{u} , u=a,b – скорости релаксации верхнего (а) и нижнего (b) уровней, $\gamma_{ab}=(\gamma_a+\gamma_b)/2$, γ – однородная ширина линии перехода. Этот метод позволяет избежать суммирование по частотам парциальных переходов и быстро сходится в случае, когда спектральная ширина импульса превышает спектральную ширину линии перехода γ . При этом импульс играет роль δфункции в последней интеграле в правой части уравнений для C_{nkl} .

Численное моделирование распространения встречных импульсов в волоконном лазере основывалось на уравнениях для комплексных амплитуд встречных импульсов $F_{x,y}$ и $B_{x,y}$:

$$2i\left(\frac{\partial F_{j}}{\partial t} + v_{j}\frac{\partial F_{j}}{\partial z}\right) + D_{j}\frac{\partial^{2}F_{j}}{\partial z^{2}} + 2\sum_{k=X,Y}\left[\chi_{jk}\left|F_{k}\right|^{2} + \kappa_{jk}\left|B_{k}\right|^{2}\right]F_{j} = \sum_{k=X,Y}g_{jk} F_{k}, \quad j = x, y,$$

$$2i\left(\frac{\partial B_{j}}{\partial t} - v_{j}\frac{\partial B_{j}}{\partial z}\right) + D_{j}\frac{\partial^{2}B_{j}}{\partial z^{2}} + 2\sum_{k=X,Y}\left[\chi_{jk}\left|B_{k}\right|^{2} + \kappa_{jk}\left|F_{k}\right|^{2}\right]B_{j} = \sum_{k=X,Y}g_{jk} B_{k}, \quad j = x, y,$$

$$g_{jk} = \sum_{a}\wp_{j,a,a+\delta(j)}\rho_{a,a+\delta(k)} + c.c.$$

Здесь \wp - матричный элемент дипольного момента, $\rho_{a,b}$ – недиагональный элемент матрицы плотности, соответствующий оптическому переходу, *a* и *b* – магнитные квантовые числа. Соответствующие граничные условия специфичны для конкретной лазерной системы. Уравнения можно рассматривать как уравнения переноса и их интегрирование выполнялось с использованием метода Куранта-Изааксон-Риса [7], а решение уравнений для матрицы плотности выполнялось неявным методом Эйлера.

Работа выполнялась при поддержке Минобрнауки РФ, проект 1608.

- [1] S. V. Sergeyev, Ch. Mou, et al. Light: Science & Applications 3, e131 (2014).
- [2] S. Boscolo, S. V. Sergeyev, et al. Int. J. Mod. Phys. B, 28, 1442011 (2014)
- [3] V. Tsatourian, S. V. Sergeyev, et al. *Scientific Reports* **3**, 3154 (2013)
- [4] E. Desurvire, J. R. Simpson, Opt. Lett. 15, 547-549 (1990)
- [5] J.B. Gruber. in Progr. Sci. & Tech. Rare Earth, L. Eyring, ed. Pergamon, 574 p.(1968)
- [6] L.A. Mel'nikov, Yu.P. Sinichkin, G.N. Tatarkov, Sov. J. Quantum Electr., 21 (2), 193–196 (1991)
- [7] Ю.А. Мажирина, Л.А.Мельников и др. Прикладная нелинейная динамика, 22(5), 73 (2014)

Двухмасштабные импульсы в волоконных лазерах

<u>С.В. Смирнов</u>^{*}, С.М. Кобцев

Новосибирский государственный университет * E-mail: smirnov@lab.nsu.ru

Волоконные лазеры с пассивной синхронизацией мод в последнее время получают всё более широкое распространение, успешно заменяя в ряде приложений традиционные импульсные твердотельные лазерные системы. Однако волоконные лазеры с пассивной синхронизацией мод демонстрируют существенно большее разнообразие режимов генерации [1], что является следствием уникального сочетания дисперсионных и нелинейных свойств волоконных резонаторов этих лазеров и относительно высокого усиления активной среды. В частности, наряду с «обычными» импульсами, огибающая интенсивности которых имеет колокообразную форму, а фаза высокочастотной несущей не изменяется или плавно изменяется внутри импульса, могут генерироваться «необычные» импульсы с относительно большими флуктуациями амплитуды и фазы поля внутри импульсов (см. Рис. 1). Эти «необычные» импульсы именуются в литературе шумоподобными (noise-like [2]) импульсами, или кластерами фемтосекундных импульсов [3], или двухмасштабными импульсами [4]. Эти импульсы имеют двойной временной масштаб: огибающую длительностью от десятка пикосекунд и больше, и набор существенно более коротких по сравнению с огибающей стохастических суб-импульсов. Несмотря на относительно высокий уровень флуктуаций амплитуды и фазы поля внутри двухмасштабных импульсов (см. Рис. 1) в определённых режимах синхронизации мод энергия и длительность двухмасштабного импульса в целом могут быть относительно стабильны, варьируясь в среднем в пределах процента или нескольких процентов. Отличительной чертой двухмасштабных импульсов является двойная форма ИХ автокорреляционной функции (AKΦ), соответствующая наличию двух временных масштабов: длительности огибающей импульса и времени когерентности.



Рис. 1. (а) Мощность, фаза, (b) мгновенная частота и (c) АКФ двухмасштабных импульсов (результат численного моделирования).

В данной работе нами были исследованы временные, спектральные и когерентные свойства двухмасштабных импульсов, в том числе с точки зрения их использования в различных приложениях, включая нелинейные преобразования частоты и генерацию суперконтинуума, обработку материалов и спектроскопию с использованием лазерно-индуцированной абляции. В частности, в работе была предложена и исследована эффективная феноменологическая модель двухмасштабных импульсов, в которой поле импульсов является результатом

суперпозиции набора некоррелированных спектральных мод с заданной формой спектральной и временной огибающих, известных из эксперимента или прямого численного моделирования.

В работе выполнен сравнительный анализ временных, спектральных и когерентных свойств двухмасштабных импульсов, полученных в предложенной феноменологической модели и с использованием прямого численного моделирования на основе обобщённого нелинейного уравнения Шрёдингера [4]. Получено хорошее качественное и количественное согласие между моделями в случае относительно высокого уровня флуктуаций фазы двухмасштабных импульсов (при высоте пика АКФ близком к 0,5). С использованием предложенной модели выполнено исследование эффективности генерации второй гармоники двухмасштабных импульсов в тонких кристаллах, получено качественное согласие связи эффективности генерации с длительностью ИМПУЛЬСОВ. Также в работе анализируются пути повышения точности количественного согласия феноменологической модели с экспериментом путём учёта частичных корреляций далёких спектральных мод.



Рис. 2. (а) Мощность P(t), (b) АКФ и (c) коэффициент модовых кросс-корреляций в предложенной модели и (d) двухмасштабных импульсов, полученных в прямом моделировании на основе НУШ.

Авторы благодарны за финансовую поддержку Минобрнауки РФ (соглашение 14.В25.31.0003; гос.задание № 3H-06-14/2419 и № 3.162.2014/К).

- [1] S. Kobtsev, S. Smirnov, et al. "Mode-locked fibre lasers with significant variability of generation regimes," *Optical Fiber Technology*, **20** (6), 615-620 (2014).
- [2] M. Horowitz, Y. Barad, and Y. Silberberg, "Noise-like pulses with a broadband spectrum generated from an erbium-doped fiber laser," *Optics Letters*, **22** (11), 799–801 (1997).
- [3] B. Nie, G. Parker, et al "Energy scaling of Yb fiber oscillator producing clusters of femtosecond pulses," *Optical Engineering*, **53** (5), 051505 (2014).
- [4] S. Kobtsev, S. Kukarin, *et al*, "Generation of double-scale femto/pico-second optical lumps in mode-locked fiber lasers," *Optics Express*, **17**, 20707-20713 (2009).

Генерация устойчивых солитонных молекул в тулиевом волоконном лазере с насыщающимся поглотителем на основе двустенных углеродных нанотрубок

М. Чернышёва¹, <u>А. Беднякова</u>^{2,3,*}, А. Рожин¹

¹Институт фотонных технологий, Университет Астона, Бирмингем, Великобритания ²Новосибирский государственный университет, Новосибирск ³Институт Вычислительных Технологий СО РАН, Новосибирск *E-mail: <u>anastasia.bednyakova@gmail.com</u>

Потенциальными областями применения связанных оптических солитонов или солитонных молекул [1,2] являются кодирование и передача информации в линиях связи с многоуровневыми форматами модуляции сигнала, при этом несколько бит могут передаваться за один тактовый период, увеличивая пропускную способность информационного канала [3-5]. Другим методом увеличения скорости передачи информации по волоконному световоду, который может быть использован совместно с концепцией солитонных молекул, является расширение спектрального диапазона для передачи информации длинноволновую область (~ 2 мкм). Однако, вопрос существования, основные характеристики и динамика солитонных молекул в данной спектральной области остаются мало изученными. Проблема заключается в том, что стандартные насыщающиеся поглотители имеют малую глубину модуляции и медленное время релаксации в области 2 мкм и, таким образом, не поддерживают сложную внутрирезонаторную динамику излучения и генерацию связанных солитонных состояний.

В данной работе выполнено экспериментальное и теоретическое исследование различных режимов генерации тулиевого волоконного лазера с гибридной синхронизацией мод. Насыщающийся поглотитель на основе двустенных углеродных нанотрубок служит для синхронизации мод в области 2 мкм, в то время как эффект нелинейного вращения поляризации обеспечивает дополнительную стабилизацию импульса.

Для более детального исследования многосолитонных комплексов было выполнено математическое моделирование генерации сигнала в волоконном лазере на основе векторного нелинейного уравнения Шрёдингера. На рисунке 1 изображены различные режимы лазерной генерации, полученные численно. Изменение углов поворота полуволновой и четвертьволновой пластинок при фиксированной мощности накачки ведёт к переходу от генерации одиночного солитона (Рис. 1(а)) к генерации пары связанных солитонов (Рис. 1(b)-(d)). Расстояние между импульсами в паре может быть фиксированным или изменяться в зависимости от номера обхода резонатора. Дальнейшее увеличение мощности накачки приводит к генерации многоимпульсного сигнала в волоконном лазере (Рис. 1 (е)-(g)).



Рис.1. (Верхний ряд) Пространственно-временная динамика выходного излучения, соответствующая одноимпульсному и многоимпульсным режимам лазерной генерации, измеренная на протяжении 1000 обходов резонатора. (Нижний ряд) Спектры выходного излучения волоконного лазера.

Солитонные молекулы, генерация которых наблюдалась в эксперименте, являлись устойчивыми, с фиксированным расстоянием между импульсами на протяжении нескольких часов работы лазера в лабораторных условиях. Результаты экспериментальных измерений качественно согласуются c результатами моделирования и демонстрируют три режима лазерной генерации: одиночный солитон, пара связанных солитонов и структура, состоящая из солитонной пары и одиночного солитона. Результаты моделирования также свидетельствуют о том, что точный контроль состояния поляризации и мощности накачки позволяет управлять количеством импульсов, расстоянием между ними и фазовым соотношением в широком диапазоне значений.

Таким образом, совместное использование лазерных источников с длиной волны в области 2 мкм и концепции солитонных молекул для кодирования двух бит информации за один тактовый период, является одной из перспективных технологий для увеличения пропускной способности в современных линиях связи [4,5].

Работа была выполнена при финансовой поддержке гранта ведущих научных школ НШ-9161.2016.9, а также при поддержке стипендии Президента Российской Федерации молодым учёным и аспирантам (СП-3660.2016.5).

- [1] N. N. Akhmediev, A. Ankiewicz & J. M. Soto-Crespo, *Physical Review Letters* 79, 4047 (1997)
- [2] B. A. Malomed, *Physical Review E* 47, 2874–2880 (1993)
- [3] N. N. Akhmediev, A. Ankiewicz & J. M. Soto-Crespo, J. M., Journal of the Optical Society of America B 15, 515 (1998)
- [4] Rohrmann, P., Hause, A. & Mitschke, F. Scientific Reports 2, 866 (2012)
- [5] Komarov, A., Komarov, K., Haboucha, A. & Sanchez, F., In *Mediterranean Winter*, 2008. ICTON-MW 2008. 2nd ICTON, 1–4 (2008).

Связанные состояния импульсов в волоконном лазере с гибридной синхронизацией мод

И.О. Золотовский¹, <u>Д.А. Коробко^{1,*}</u>, А.А. Фотиади^{1,2}

¹Ульяновский государственный университет, ²Университет г. Монс, Бельгия *E-mail: <u>korobkotam@rambler.ru</u>

Известно, что характерным свойством волоконных лазеров солитонного типа является многоимпульсный режим генерации, при котором в резонаторе присутствует несколько импульсов, причем можно наблюдать различные варианты формирования импульсных групп – от гармонической синхронизации мод до связанных состояний и банчей импульсов [1]. Устойчивые связанные состояния солитонов в резонаторе могут образовываться как под влиянием короткодействующего прямого взаимодействия между импульсами, так и вследствие более дальнодействующих эффектов, например взаимодействий через дисперсионное излучение или из-за насыщения и релаксации усиления и поглощения [2, 3].

В последние годы появился ряд работ о наблюдении связанных состояний импульсов в волоконных солитонных лазерах сочетающих техники активной фазовой и пассивной синхронизации мод, т.е. в лазерах с так называемой гибридной синхронизацией мод [4, 5]. В данной работе проводится не только качественное описание формирования связанных состояний импульсов в лазерах этого типа, но и на основании подхода теории возмущений изучено влияние параметров резонатора на характеристики этих связанных состояний, образующихся в лазере под влиянием активной фазовой синхронизации мод.



Рис.1. (а) Схема рассматриваемого лазера. (b) Схема образования связанного состояния импульсов в лазере с активной модуляцией фазы.

На рис. 1 (а) приведена рассматриваемая схема лазера. Принципиально она близка к схеме изученной экспериментально в [4]. Несмотря на то, что активным волоконным элементом является Yb-легированное волокно с нормальной дисперсией, работа лазера будет рассмотрена в солитонном режиме, т.е. при аномальной дисперсии резонатора. Ее величина контролируется изменением параметров пары дифракционных решеток. Одной из важных проблем для данной схемы является определение зависимости параметров генерируемых

импульсных состояний от величины суммарной аномальной дисперсии. Существенной особенностью данной схемы является солитонный характер синхронизации мод, при которой длительность генерируемого импульса составляет порядка пс и определяется, главным образом, дисперсионнонелинейными параметрами резонатора, а также величиной и спектральной шириной усиления. С ростом накачки в соответствие с эффектом квантизации энергии солитона в резонаторе происходит увеличение числа эквивалентных импульсов. Частота фазового модулятора $\Omega_m \sim 10^7 - 10^9 \text{ c}^{-1}$ невелика по сравнению с шириной спектра отдельного импульса и существенно не влияет на параметры солитона. Механизм ее воздействия на динамику импульса можно пояснить упрощенной схемой на рис. 1(b). Один из солитонов, показанных на рис. 1 (b), претерпевает под воздействием модулятора отрицательный частотный сдвиг $\partial \Delta \phi / \partial t$ и при средней аномальной дисперсии снижает свою групповую скорость. Аналогично, групповая скорость второго импульса повышается, и таким образом, между импульсами создается эффективная сила притяжения. При сближении импульсов эта сила может быть уравновешена силой прямого взаимодействия между солитонами, что приводит к образованию устойчивого связанного состояния [5].



Рис. 2. Расстояние между импульсами в связанном состоянии (а) в зависимости от амплитуды солитонных импульсов и (b) в зависимости от величины аномальной дисперсии резонатора. Сплошные линии соответствуют аналитическим расчетам на основе теории возмущений, символы – результаты численного моделирования.

В рамках подхода солитонной теории возмущений [6] с учетом эффекта насыщения усиления В работе получены выражения, описывающие характеристики связанного состояния двух импульсов в рассматриваемой системе. Полученные выражения могут быть трансформированы для связанного состояния большего числа импульсов. На рис. 2 приведены результаты расчетов по этим выражениям при некоторых характерных значениях параметров резонатора. Результаты проведенного численного моделирования находятся в хорошем согласии с расчетами. Дальнейшее развитие исследований предполагает сравнение теоретических выводов с результатами экспериментов и может иметь прикладное значение, например, при разработке лазеров для метрологических приложений. Подход, продемонстрированный в работе, также может быть распространен и на другие схемы солитонных лазеров.

Работа поддержана Министерством образования и науки РФ (проект № 14.Z50.31.0015 и Государственное задание) и грантом РНФ № 16-42-02012.

- [1] D. A. Korobko, R. Gumenyuk, I.O. Zolotovskii, O. G.Okhotnikov, Optical Fiber Technology, 20 (6), 593-609 (2014).
- [2], D. A. Korobko, O.G. Okhotnikov, I. O Zolotovskii, Optics letters, 40 (12), 2862-2865 (2015).
- [3] A. Komarov, F. Amrani, A. Dmitriev, K. Komarov, D. Meshcheriakov, F. Sanchez, Phys. Rev. A 85 013802 (2012).
- [4] R. Gumenvuk, D.A. Korobko, I.O. Zolotovsky, O.G. Okhotnikov, Opt. Express 22 1896-1905 (2014).
- [5] N. D. Nguven, L. N Binh *Optics Communications*, 281(8), 2012-2022 (2008).
 [6] V. I. Karpman, V. V. Solov'ev, *Physica D: Nonlinear Phenomena*, 3(1), 142-164 (1981).

Результаты моделирования нелинейного маломодового распространения оптического импульса в волоконном световоде

В.А. Бурдин^{*}, А.В. Бурдин

Поволжский государственный университет телекоммуникаций и информатики *E-mail: <u>burdin@psati.ru</u>

В работе представлены результаты моделирования распространения оптического импульса в волоконном световоде в нелинейном маломодовом режиме, для которого характерно возбуждение моды высшего порядка из-за изменений профиля показателя преломления оптического волокна под действием фактора нелинейности. Моделировали условия эксперимента, подробно описанного работах [1-2], что позволило сопоставить результаты В моделирования и экспериментальных исследований.

Процесс распространения оптического импульса в волоконном световоде описывали системой связанных нелинейных уравнений Шредингера. При этом воспользовались формой записи данной системы, предложенной в [3, 4]. Для решения данной системы уравнений использовали модификацию метода расщепления по физическим процессам [5], которая, в отличие от традиционной процедуры, помимо шагов выполнения линейного и нелинейного операторов, включает дополнительно шаг, на котором осуществляется коррекция профиля показателя преломления с учетом фактора нелинейности и определяются параметры мод для нового скорректированного профиля методом приближения Гаусса. Это позволило учитывать не только влияние характеристик передаваемого оптического импульса на параметры мод в световоде, но и нелинейное возбуждение моды высшего порядка при соответствующих условиях.



Рис. 1. Пример моделирования импульсного отклика на выходе волоконного световода.

На рис. 1 представлен пример импульсного отклика на выходе волоконного световода, полученного в результате моделирования нелинейного маломодового распространения оптического импульса.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 16-37-6001515 мол_а_дк и гранта Президента РФ в рамках научного проекта МД-9418.2016.8

- S. Nakamura, N. Takasawa, Y. Koyamada, *IEEE Journal of Lightwave Technology* 23 (2), 855-863 (2005)
- [2] F. J. Duarte, S. Nakamura et al., *Coherence and Ultrashort Pulse Laser Emission*, InTech, 2010, 698p.
- [3] И.Н. Сисакян, А.В. Шварцбург, Квантовая электроника 11 (9), 1703 1721 (1984)
- [4] С.М. Широков, Компьютерная оптика 14-15 (2), 117 124 (1995)
- [5] V. A. Burdin, A.V. Bourdine, *Proceedings of SPIE* **9533**, 953307-1 953307-6 (2015)

Нелинейное сложение чирпированных оптических импульсов в многосердцевинных световодах

<u>И.С. Чеховской</u>^{1,2,*}, А.М. Рубенчик³, С.К. Турицын^{1,4}, М.П. Федорук^{1,2}, О.В. Штырина^{1,2}

¹Новосибирский государственный университет, Новосибирск ²Институт вычислительных технологий СО РАН, Новосибирск ³Ливерморская национальная лаборатория, Ливермор, штат Калифорния 94550, США ⁴Институт фотонных технологий Астона, университет Астона, Бирмингем, Великобритания *E-mail: <u>i.s.chekhovskoy@gmail.com</u>

Многосердцевинные световоды (МСF) применяются в различных областях фотоники. Они позволяют существенно повысить пропускную способность оптических линий связи. Недавно нами была продемонстрирована возможность другого использования МСF – в качестве основы устройства для сжатия и сложения оптических импульсов [1,2]. С помощью численного моделирования была продемонстрирована возможность сложение 82.8% суммарной энергии оптических импульсов, введенных в каждую сердцевину 7-сердцевинного кольцевого световода. Длительность полученного импульса оказалась в 6.6 раз меньше начальной. В случае 20-сердцевинного световода были получены значения 72.7% и 17.4 раз, соответственно.

В данной работе рассматриваются MCF с гексагональным расположением сердцевин. По сравнению с кольцевыми MCF такие структуры обладают лучшими характеристиками в плане сжатия и сложения оптических импульсов. Динамика огибающих оптических импульсов $U_{n,m}$ в гексагональных MCF может быть описана с помощью системы связанных нелинейных уравнений Шредингера (НУШ) [3]:

$$i\frac{\partial U_{n,m}}{\partial z} + \frac{\partial^2 U_{n,m}}{\partial t^2} + (\underline{CU})_{n,m} + |U_{n,m}|^2 U_{n,m} = 0,$$
(1)

где $(\underline{CU})_{n,m}$ – линейные профили связи для сердцевины с номером (n,m). В случае гексагональных МСF комбинация $(\underline{CU})_{n,m}$ задается выражениями

$$(\underline{CU})_{n,m} = U_{n-1,m-1} + U_{n+1,m-1} + U_{n-2,m} + U_{n+2,m} + U_{n+1,m-1} + U_{n+1,m+1} - 6U_{n,m}.$$
 (2)

С помощью численного моделирования был произведен поиск оптимальных параметров вводимых в каждое ядро чирпированных Гауссовских импульсов $U_{n,m}(z=0,t) = \sqrt{P} \exp(-(1+iC)t^2/(2\tau^2)),$ где $C \ge 0$ _ величина чирпа, обеспечивающих наибольшую эффективность сложения импульсов с помощью гексагональных МСГ. Пространство значений параметров (P, τ , C) было дискретизировано. Для каждого набора значений этих трех параметров начальных импульсов производилось моделирование динамики огибающих импульсов для нахождения расстояния вдоль световода, на котором достигается максимальное значение энергии импульса В центральном световоде. Эффективность сложения импульсов определялась, как отношение максимальной энергии импульса в центральной сердцевине к полной энергии всех введенных $E = \sum_{n,m} \int_{-\infty}^{\infty} |U_{n,m}(z,t)|^2 dt.$ Гауссовских Рассматривались импульсов гексагональные световоды, имеющие 7, 19 и 37 сердцевин [см. Рис.1(а)]. Расчеты

проводились с помощью метода расщепления по физическим процессам с аппроксимацией Паде матричной экспоненты [4].



Рис. 1. Схема рассматриваемых 7, 19 и 37-сердцевинных гексагональных световодов (а). Максимальное значение доли полной энергии всех введенных в данные МСF Гауссовских импульсов, которая может быть сложена в центральной сердцевине (b). Отношение начальной временной длительности импульса к конечной в центральной сердцевине для данных режимов (c).

Добавление положительного чирпа к начальным импульсам существенно увеличивает эффективность предлагаемой схемы нелинейного сложения импульсов. Так с помощью 7-сердцевинного МСГ возможно сложение в центральной сердцевине 99.93% полной энергии всех 7-ми введенных Гауссовских импульсов с параметрами P = 0.3653, $\tau = 2.336$, C = 4.0 [см. Рис.1(b)]. При C = 0 максимальная эффективность для данного типа МСГ равна только 92%. С ростом числа сердцевин максимальная эффективность сложения импульсов уменьшается, хотя даже в случае 37-сердцевинного световода она довольно высокая – 93.45%. Для 19-сердцевинного световода максимальная эффективность равняется 97.58%. Длительность генерируемых в центральной сердцевине импульсов также уменьшается в несколько раз [Puc.1(c)].

Данная работа была поддержана РНФ (грант No. 14-21-00110) и Европейским офисом аэрокосмических исследований и развития (грант FA9550-14-1-0305) (работа С.К. Турицына). Работа выполнена частично при содействии Министерства энергетики США и Ливерморской национальной лаборатории в соответствии с контрактом DE-AC52-07NA27344 (работа А.М. Рубенчика).

- [1] A. M. Rubenchik, I. S. Chekhovskoy et al., Opt.Lett. 40, 721-724 (2015)
- [2] Рубенчик А.М., Турицын С.К. и др., Фотон-экспресс, 6, 105-106 (2015)
- [3] A. B. Aceves, O. V. Shtyrina et al., *Phys.Rev.A* **91**, 033810 (2015)
- [4] Чеховской И.С., Вычислительные технологии, 20, 99-108 (2015)

Висмутовый волоконный лазер УКИ на нелинейном оптическом кольцевом зеркале, работающий в области 1.3 микрона

А.М. Хегай^{1,2,*}, М.А. Мелькумов¹, Д.В. Мясников³, Е.М. Дианов¹

¹Научный центр волоконной оптики РАН ²Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН ³НТО "ИРЭ-Полюс" ^{*}E-mail: <u>hegayam@gmail.com</u>

Лазеры ультракоротких импульсов (УКИ) получили широкое применение в самых различных областях человеческой деятельности, от медицины до промышленности, от метрологии до измерения сверхбыстрых процессов на уровне элементарных частиц. Твердотельные лазеры, до некоторого времени уверенно занимавшие нишу генераторов УКИ, в настоящее время сильно потеснены благодаря развитию волоконных импульсных лазеров, предлагающих лучшие характеристики в плане себестоимости, стабильности и габаритов в определенном диапазоне энергий импульсов и частоты повторения. Отдельного внимания заслуживают импульсные лазеры, работающие в области 1.3 микрона, имеющей большое научное и практическое значение, особенно, в медицине, в силу того, что излучение данной области спектра попадает в окно пропускания биологических тканей [1,2]. Среди устройств, позволяющих получить генерацию УКИ в районе 1.3 микрона, можно выделить твердотельные лазеры на кристалле хром-форстерита [2], волоконные лазеры на ДВLAN световодах, легированных ионами Pr^{3+} [3] и висмутовые лазеры на фосфорсиликатных световодах [4].

В докладе будет представлен полностью волоконный висмутовый лазер с пассивной синхронизацией мод, демонстрирующий, насколько нам известно, лучшие показатели в плане длительности и энергии импульсов, среди существующих волоконных импульсных лазеров, работающих в области 1.3 микрона.

Висмутовый лазер был собран по схеме восьмерки с нелинейным оптическим зеркалом (Рис. 1). В качестве активного волокна использовался фосфоросиликатный световод, легированный висмутом с разницей показателя преломления между сердцевиной и оболочкой $\Delta n=5\times10^{-3}$ и отсечкой в области 1 мкм. Концентрация висмута в световоде не превышала 0.1 вес. %.



Накачка активной среды производилась двумя различными источниками, обеспечивающими полностью эквивалентные выходные характеристики лазера:

коммерчески доступным лазерным диодом на 1.24 мкм с максимальной выходной мощностью до 350 мВт и ВКР лазером на ту же длину волны с мощностью до 600 мВт. Суммарная дисперсия в резонаторе составляла 0.27 nc^2 и, главным образом, определялась наличием в схеме высоко-германатного световода, используемого внутри зеркала в качестве нелинейного, так как дисперсия всех элементов схемы (таких как изоляторы, мультиплексоры) и активного световода в рабочем диапазоне длин волн была весьма мала ~ $\pm 1 \text{ nc}^2/\text{км}$. Большая положительная дисперсия внутри резонатора позволила добиться работы лазера в режиме генерации диссипативных солитонов.

Импульсная генерация достигалась за счет подстройки контроллеров поляризации (КП). Стоит отметить, что импульсному режиму предшествовала непрерывная генерация. Частота следования импульсов составляла 3.5 МГц, средняя мощность ~ 6 мВт, а энергия в импульсе ~1.7 нДж. Спектр сигнала (Рис. 2а) имел характерные, для режима диссипативных солитонов, резкие края и пики фазовой самомодуляции.



Рис. 2. а) – спектр сигнала; б) – автокорреляционные функции сигнала на выходе из резонатора (вставка) и после компрессора

Длительность импульсов составляла ~11.3 пс, предполагая sech² профиль (Рис. 2б). Произведение длительности импульса и ширины спектра равнялось 33.5. Полученные импульсы были сжаты на решеточном компрессоре до длительности ~530 фс. Использование висмутового волоконного усилителя на выходе из лазера позволило поднять среднюю мощность сигнала до 30 мВт, а энергию импульсов – до 8.5 нДж.

В итоге, был получен полностью волоконный импульсный лазер на фосфорсиликатном световоде, легированном висмутом, работающий в режиме генерации диссипативных солитонов.

Работа была выполнена при частичной поддержке (в части разработки и исследования световода для усилителя, создания усилителя и тестирования его характеристик) Российского Научного Фонда (Проект 16-19-10688).

- [1] P. Fischer et al, CLEO/Europe, 641 (2005)
- [2] A. McWilliam, Femtosecond Cr⁴⁺: forsterite laser for applications in telecommunications and biophotonics. Diss. University of St Andrews, 136 (2007)
- [3] M.J. Guy et al, Optics letters 19, 828-830 (1994)
- [4] R. Gumenyuk et al, Optics letters 38, 4005-4007 (2013)

Пикосекундный гольмиевый волоконный лазер с накачкой на длине волны 1125 нм

<u>В.А. Камынин^{1,2,3*}</u>, С.А. Филатова^{1,2}, И.В. Жлуктова^{1,4}, В.Б. Цветков^{1,5}

¹Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН ²Ульяновский государственный университет ³Лаборатория фотоники Пермского научного центра УрО РАН ⁴Московский технологический университет (МГУПИ) ⁵Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ» *E-mail: kamyninva@gmail.com

Лазерные источники коротких импульсов, излучающие в спектральном диапазоне более 2 мкм имеют перспективные применения во многих областях. Это может быть как применение в научных целях - спектроскопия, генерация суперконтинуума, параметрическое усиление, так и прикладных – метрология, медицина и т.д. В данной работе исследованы спектральные и временные характеристики гольмиевого волоконного лазера, работающего в режиме синхронизации мод на основе нелинейного вращения поляризации.



Рис. 1 Экспериментальная установка а) и спектр выходного излучения б).

Оптическая схема экспериментальной установки представлена на рис. 1 а. В качестве накачки был использован иттербиевый волоконный лазер, работающий на длине волны 1.125 мкм. Резонатор был образован оптическим волокном, легированным ионами гольмиемия и стандартным оптическим волокном SM332. Накачка активного световода осуществлялась через волоконный мультиплексор. Для реализации синхронизации мод на основе нелинейного вращения поляризации в резонатор были введены два контроллера поляризации и волоконный поляризатор. Активное волокно, легированное ионами гольмия изготовлено по MCVD технологии и имеет разницу показателей преломления сердцевины и оболочки 0.007, диаметр сердцевины равен 10 мкм, и длина волны отсечки около 2 мкм. Длина активного волокна в резонаторе составила 6.3 м.

При реализации режима синхронизации мод был получен спектр, представленный на рис. 1 б. Выходная мощность лазера составила 0,2 мВт, а частота повторения импульсов - 7.5 МГц. Длительность импульса по предварительным оценкам не превышает 3 пс.

Комб - генераторы на основе Er волоконных лазеров со стабилизацией частотных параметров

А.Н. Киреев¹, А.В. Конященко^{1,2}, <u>А.В. Таусенев</u>^{1,2,*}, Д.А Тюриков^{1,3}, А.С Шелковиков², Д.В. Шепелев², М.А. Губин^{1,3,4}

¹Отделение квантовой радиофизики Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва ²ООО «Авеста - Проект», Москва, Троицк ³МГТУ им. Н.Э. Баумана, НОЦ "Фотоника и ИК техника", Москва ⁴ Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва ^{*}E-mail: <u>tausenev@avesta.ru</u>

Создан оптический синтезатор частоты для время-частотной метрологии на основе фемтосекундного эрбиевого волоконного лазера и различными вариантами стабилизации частотных параметров.

Задающий генератор системы имеет полностью РМ волоконную схему с линейным участком, содержащим электрооптический фазовый модулятор и пьезокерамический транслятор. Выход задающего генератора разделяется по мощности на четыре равные части.

Один из выходов задающего генератора используется для стабилизации частоты отстройки гребенки оптических частот, f_{ceo} . Предварительно излучение задающего генератора усиливается в волоконно-оптическом усилителе, затем спектр импульса ширяется в нелинейном волокне до одной октавы, 1100 - 2200 нм. Уширенный спектр импульса попадает в «f-2f» интерферометр, где происходит измерение f_{ceo} . Сигнал биений, полученный в «f-2f» интерферометре, заводится в систему фазовой автоподстройки частоты (ФАПЧ-1). На выходе ФАПЧ-1 генерируется сигнал ошибки, который используется для подстройки тока диода накачки задающего генератора.

Второй выход задающего генератора использовался для стабилизации частоты повторения (f _{rep}) задающего генератора.

Частота повторения задающего генератора стабилизировалась двумя разными способами.

<u>Первый способ</u>: по радиочастотному генератору-синтезатору. Для этого третья гармоника частоты повторения задающего генератора ($3f_{rep} = 195 \text{ M}\Gamma\mu$) смешивалась с частотой синтезатора ($185 \text{ M}\Gamma\mu$). Полученный сигнал биений заводился в ФАПЧ-2. На выходе ФАПЧ-2 генерировался сигнал ошибки, который использовался для подстройки длины резонатора с помощью пьезокерамического транслятора.

<u>Второй способ</u>: по оптическому реперу, по схеме аналогичной [1]. Для этого спектр задающего генератора усиливался в волоконно-оптическом усилителе. Затем спектр усиленного импульса уширялся в нелинейном волокне до диапазона 1000 - 2000 нм. Из полученного спектра суперконтинуума по схеме «DFG» (Difference-Frequency Generation) в нелинейном кристалле PPLN генерировалось излучение на разностных частотах, образующих «гребенку» частот в области длин волн 3,2 – 3,5 мкм. В качестве оптического репера использовался одночастотный Не-Ne лазер на длине волны 3,39 мкм, стабилизированный по спектральной линии метана. Излучение сигнала DFG сбивалось с излучением Не-Ne/CH₄ репера частоты, и полученный радиочастотный сигнал заводился на вторую систему фазовой автоподстройки частоты (ФАПЧ-2). На выходе ФАПЧ-2 генерировался сигнал ошибки, использовавшийся для подстройки длины

резонатора задающего генератора с помощью пьезокерамического транслятора и электрооптического фазового элемента.

Остальные выходы фемтосекундного эрбиевого волоконного задающего генератора могут быть использованы для получения гребенки оптических частот в диапазоне от 500 до 2000 нм.

Благодарности. Исследование было поддержано Российским научным фондом, грант № 16-19-10694.

Литература

M.A. Gubin, A.N. Kireev, A.V. Konyashchenko, P.G. Kryukov, A.S. Shelkovnikov, A.V. Tausenev, D.A. Tyurikov, «Er³⁺ fiber laser based methane optical clock», *Appl.Phys. B* (2009) 95:661–666. DOI10.1007/s00340-009-3525-9.

Стабилизация волоконного синтезатора частот с использованием акустооптического модулятора

<u>Н.А. Коляда</u>^{*}, Б.Н. Нюшков, В.С. Пивцов, А.С. Дычков, В.И. Денисов

Институт лазерной физики CO PAH ^{*}E-mail: clock@laser.nsc.ru

Β работе ланной экспериментально исследована возможность прецизионной стабилизации октавной гребенки оптических частот, генерируемой с помощью фемтосекундного эрбиевого волоконного лазера и нелинейного волокна [1, 2], по Nd(Yb):YAG/I₂ оптическому стандарту частоты. Для достижения цели использовался метод фазовой автоподстройки частот (ФАПЧ) крайних спектральных компонент гребенки ($\lambda_1 \sim 1$ мкм и $\lambda_2 \sim 2$ мкм) по частоте фундаментального излучения ($\lambda_{os} \sim 1$ мкм) оптического стандарта (Рис.1). Для надежного фазового захвата частот и эффективного подавления шумов система ФАПЧ должна обладать достаточным быстродействием и отрабатывать возмущения в широкой полосе частот. Поэтому в созданной системе были совместно применены такие подстроечные элементы, как миниатюрный внутрирезонаторный электрооптический фазовый модулятор [3] И акустооптический частотный модулятор (АОЧМ) в волоконном исполнении (Brimrose). Это позволило реализовать полосы отработки шириной ~200 кГц и ~100 кГц в соответствующих петлях обратной связи (ОС), стабилизирующих коротковолновый и длинноволновый край гребенки оптических частот. Такая комбинация широкополосных петель ОС впервые реализована в волоконном эрбиевом фемтосекундном генераторе-синтезаторе оптических частот. В ранее известных работах и коммерческих системах (например, Menlo Systems) подобное решение на основе АОЧМ не применялось, и качество стабилизации ограничивалось существенно более медленной (полоса менее 10 кГц) автоподстройкой с помощью изменения мощности накачки (инверсии населенности) активной среды задающего фемтосекундного волоконного эрбиевого лазера.



Рис. 1. Схема стабилизации фемтосекундной гребенки оптических частот синтезатора: ЭОМ – электрооптический модулятор, ПК – пьезокерамика, АОЧМ – акустооптический частотный модулятор, ФЧД-1,2 – фазочастотный детектор, УМ – усилитель мощности волоконно-оптический, ВНЛВ – высоконелинейное волокно, ГВГ – генерация второй гармоники (в нелинейном кристалле PPLN).

Материалы Российского семинара по волоконным лазерам 2016

Использованный в данной работе подход обеспечить позволил миллигерцовую точность привязки гребенки оптических частот к частоте опорного оптического стандарта частоты, в роли которого выступает Nd:YAG (либо Yb:YAG) лазер, стабилизируемый по узким нелинейным резонансам компонентах насыщенного поглощения на сверхтонкой структуры 10^{-15} (относительная уровня молекулярного йода до долговременная нестабильность частоты) [4]. На Рис. 2 представлены результаты измерения вносимой нестабильности (аддитивной к нестабильности опорного оптического стандарта частоты) для фемтосекундной гребенки оптических частот в режиме фазовой автоподстройки частот. Полученные данные подтверждают возможность ее использования для переноса стабильности оптического стандарта частоты на другие оптические частоты (в диапазоне длин волн от 0,5 мкм до 2 мкм), а также в радиочастотный диапазон. Такая высокостабильная гребенка оптических частот, может быть использована для решения практических задач прецизионной метрологии: для измерения оптических частот и спектроскопии, для создания фемтосекундных оптических часов, для исследований в сфере разработки новых телекоммуникационных технологий. Волоконное исполнение генераторасинтезатора гребенки оптических частот позволит сделать метрологическое оборудование на его основе высоконадежным, компактным и мобильным.



Рис. 2. Параметр Аллана, характеризующий вносимую нестабильность (аддитивную к нестабильности опорного оптического стандарта частоты) фемтосекундной гребенки оптических частот в режиме фазовой автоподстройки по опорному оптическому стандарту.

- [1] I.I. Korel, B.N. Nyushkov et al, *Laser Phys.* 24, 074012 (2014).
- [2] V.S. Pivtsov, B.N. Nyushkov et al, *Quantum Electron*. 44, 507–514 (2014).
- [3] B.N. Nyushkov, V.S. Pivtsov et al, *Quantum Electron*. 45, 486–491 (2015).
- [4] V.I. Denisov, S.M. Ignatovich et al, *Quantum Electron.*46, 464–467 (2016).

Секция З «Нелинейное преобразование частоты излучения волоконных лазеров: ВКР, ВРМБ, параметрическая генерация, генерация гармоник, генерация терагерцового излучения»

Теория случайного волоконного лазера

И.В.Колоколов¹, <u>В.В.Лебедев¹</u>,^{*}, Е.В.Подивилов², С.С.Вергелес¹

¹Институт теоретической физики имени Л.Д.Ландау РАН ²Институт автоматики и электрометрии СО РАН ^{*}E-mail: <u>lebede@itp.ac.ru</u>

Мы представляем теорию, учитывающую роль нелинейности в генерации оптоволоконного лазера, накачиваемого внешним источником света. Энергия накачки конвертируется в генерируемый сигнал за счет Рамановского рассеяния, что создает эффективное усиление сигнала. Сигнал генерируется с частотой, соответствующей максимальному значению усиления. Изучены условия генерации и спектральные свойства сигнала. Мы сфокусировались на случае случайного лазера, в котором отражение сигнала происходит на несовершенствах волокна. С точки зрения теории, исследуется кинетика волновой системы, близкой к интегрируемой.

Концепция случайных лазеров, где используется многократное отражение света в усиливающей неупорядоченной среде без традиционного лазерного резонатора, в последнее время привлекает большое внимание. Эта область исследования лежит на пересечении фундаментальной физики неупорядоченных сред и лазерной физики. Идея случайного лазера была первоначально предложена в 1960х Летоховым, который изучал рассеяние с отрицательным поглощением в облаках межзвездного газа. В дальнейшем изучение случайных лазеров развилось в богатую область физики. Простая конструкция случайных лазеров делает их весьма перспективными с точки зрения приложений.

В традиционных случайных лазерах выходное излучение характеризуется пространственными, спектральными и обычно сложными временными свойствами, что делает их менее привлекательными, чем стандартные лазерные системы. Недавно был продемонстрирован новый тип случайных лазеров на основе стандартных телекоммуникационных волокон, не требующих специально приготовленных резонаторов. В этом случае обратное воздействие, необходимое для лазерной генерации, связано с Рэлеевским рассеянием на неоднородностях показателя преломления, естественно возникающими в стекле. В таких лазерах свет, рассеянный назад на неоднородностях, усиливается за счет Рамановского эффекта, который производит распределенное усиление до расстояний в 100 км. Хотя Рэлееское рассеяние является исключительно слабым, порог лазирования может быть превышен за счет достаточно высокого Раманского усиления.

Случайный волоконный лазер имеет несколько интересных И притягательных особенностей. Поскольку волокно является волноводом, в котором световой сигнал ограничен в поперечном направлении, случайное обратное влияние является эффективно одномерным, что ведет к генерации стабильного сигнала с узким спектром. Распределенное случайное обратное влияние по эффективности сравнимо с (или даже превосходит) обычны-ми геометрии. особенностями волоконные лазеры близкой Ключевыми генерируемого излучения случайных волоконных лазеров являются: стабильный узкополосный непрерывный спектр без выделенных мод (то есть свободный от конкуренции мод) и нелинейное уширение.

Наш теоретический анализ основан на обобщенном кинетическом уравнении для электромагнитных волн. Особенность исследуемой системы состоит в ее близости к интегрируемой, поскольку в отсутствии усиления она

описывается одномерным нелинейным уравнением Шредингера. Это приводит к необычной форме кинетического уравнения, которое оказывается весьма чувствительным к этому усилению. Тем не менее, это обобщенное кинетическое уравнение может быть использовано для анализа формы спектра выходного излучения.

Мы рассмотрели два случая. В случае слабой нелинейности ширина спектра оказывается пропорциональной мощности сигнала в степени 1/3. В этом пределе можно сформулировать относительно простое уравнение, численное решение которого дает форму спектра. Отметим экспоненциальные хвосты спектра. В случае сильной нелинейности ширина спектра оказывается пропорциональной мощности сигнала в степени 1/2.

Статистика излучения сверхдлинного волоконного лазера с обратной связью на случайных рассеивателях

Л.Л. Огородников¹, <u>С.С. Вергелес^{2,*}</u>, В.В. Лебедев²

¹ Московский физико-технический институт, Долгопрудный, Московская область ² Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау РАН, Черноголовка, Московская область ^{*}E-mail: <u>ssver@itp.ac.ru</u>

Сверхдлинные волоконные ВКР-лазеры со случайно распределённой обратной связью исследуются с конца 2010-х годов. см. например [1]. В качестве этапов исследования свойств таких лазеров первым этапом можно выделить исследование энергетических характеристик этих лазеров в зависимости от физических параметров системы. Результаты экспериментальных и численных исследований приведены, в частности, в диссертации [5]. При этом численные исследования достаточно строить на основе балансных уравнений. пренебрегающих конечной шириной спектра сигнала генерации. Вторым этапом является исследование спектральные характеристики выходного сигнала лазера. приведены результаты экспериментального исследования В работе [2] спектральных свойств волоконного лазера длиной 1км. В этой же работе приведены теоретические расчёты, которые показали хорошее согласие в экспериментальными данными. Было показано, что, тогда как при малых мощностях выходного сигнала основной вклад в ширину спектра вносит спонтанное излучение, при больших мощностях выходного сигнала его ширина определяется керровской нелинейностью. Распространение сигнала описывается в помощью НУШ с дополнительным членом, возникающим вследствие усиления через механизм ВКР. В [2] Іля статистического анализа свойств сигнала применялась техника Уальда (см. например, [6]), которая позволяет получить кинетическое уравнение, описывающее эволюцию сигнала в режиме слабой нелинейности при распространении вдоль оптоволокна. Более подробно это исследование описано в работе [3]. Важным с точки зрения получения аналитического результата является наличие усиления, которое модифицирует НУШ и нарушает его интегрируемость. При этом, как известно [4], для ШУН кинетическое уравнение имеет нулевую правую часть в силу интегрируемости, т.е. статистическое описание его решений с помощью кинетического уравнения невозможно.

В этой работе мы теоретически исследуем одновременную статистику интенсивности выходного сигнала. Мы предполагаем, что выходной сигнал вблизи конца оптоволокна настолько слаб, что дисперсионная длина меньше нелинейной, и потому влияние керровской нелинейности можно учитывать по теории возмущений. Кроме того, усиление также считается малым по сравнению с дисперсионной длиной. Мы развиваем теорию возмущений в рамках техники Уальда. Благодаря тому, что обратная связь осуществляется случайными рассеивателями, сигнал генерации имеет гауссову статистику в области далеко от конца оптоволокна, где влиянием нелинейности можно пренебречь. Для установления отклонения статистики выходного сигнала от гауссовой, мы вычисляем неприводимую часть квадрата интенсивности на выходе из оптоволокна. Наши вычисления показали, что в первом порядке по нелинейности среднее значение

$$\langle |E|^4 \rangle = 2(1+J)I^2, \qquad J = const \cdot \frac{\gamma I}{\beta \Delta^2}$$

где E – амплитуда электрического поля, I – средняя выходная интенсивность, γ – коэффициент керровской нелинейности, β – коэффициент хроматической дисперсии, Δ -- ширина спектра, *const* определяется формой спектра [2]. Безразмерная величина J определяет степень отклонения от гауссовой статистики и в пределе слабого усиления не зависит от его силы.

Однако, как показывают наши предварительные вычисления, во втором порядке по нелинейности отклонение от гауссовой статистики имеет вид

$$\langle |E|^4 \rangle^{(2)} = const \cdot I^2 \cdot \left(\frac{\gamma I}{\beta \Delta^2}\right)^2 \left(\frac{\beta \Delta^2}{g}\right),$$

т.е. является сингулярным при силе накачки стремящейся к нулю. С математической точки зрения такой результат означает, что корреляционная функция четвёртого порядка для уравнения НУШ имеет нетривиальную динамику, в отличие от парной корреляционной функции. Наши текущие усилия направлены на проверку этого результата и его анализ.

- Turitsyn, S. K., Babin, S. A., Churkin, D. V., Vatnik, I. D., Nikulin, M., & Podivilov, E. V. (2014). Random distributed feedback fibre lasers. Physics Reports, 542(2), 133-193.
- [2] D.V. Churkin, I.V. Kolokolov, E.V. Podivilov, I.D. Vatnik, M.A. Nikulin, S.S. Vergeles, I.S. Terekhov, V.V. Lebedev, G. Falkovich, S.A. Babin and S.K. Turitsyn, "Wave kinetics of random fibre lasers", Nature Communications, vol. 6, p. 6214 (2015)
- [4] Zakharov, V. E. (2009). Turbulence in integrable systems. Studies in Applied Mathematics, 122(3), 219-234.
- [5] Ватник И.Д., кандидатская диссертация "Мощностные характеристики волоконного ВКРлазера со случайной распределенной обратной связью", Новосибирск, 2014
- [6] Лебедев, В. В. (2004). Флуктуационные эффекты в макрофизике. М.: МЦНМО.

Генерация линейно-поляризованного излучения в области 1,4 мкм в каскадном ВКР-лазере со случайной распределенной обратной связью

<u>Е.А. Злобина^{1,*}</u>, С.И. Каблуков¹, С.А. Бабин^{1,2}

¹ Институт автоматики и электрометрии СО РАН ² Новосибирский государственный университет *E-mail: <u>ZlobinaKaterina@gmail.com</u>

ВКР-лазеры со случайной распределенной обратной связью (СРОС) [1,2] относятся к новому типу лазеров, в которых вынужденное комбинационное и рэлеевское рассеяние света в пассивных оптических волокнах обеспечивают распределенное усиление и случайную обратную связь, соответственно. Обратная связь очень мала, но ее достаточно для возникновения лазерной генерации в километровых пассивных волокнах, так как величина интегрального ВКР-усиления пропорциональна длине волокна и мощности накачки. В таких ВКР-лазерах со СРОС при использовании относительно коротких волокон (≤1 км) и больших мощностей накачки продемонстрирована мощная (10-200 Вт) генерация неполяризованного [3] и поляризованного [4] излучения с ~90% эффективностью преобразования волны накачки в стоксову компоненту.

Нелавно получена генерация линейно-поляризованного каскадная излучения в волокне с сохранением поляризации длиной 1 км [5]. Квантовая эффективность преобразования излучения накачки иттербиевого волоконного лазера с длиной волны 1,05 мкм как в первую, так и во вторую и третью стоксовы компоненты достигала 80%, что близко к соответствующим квантовым пределам для этих волн. Высокая эффективность и простота ВКР-лазеров со СРОС делает их привлекательными для различных применений, в том числе для генерации длин волн в телекоммуникационной области. Так, недавно L. Zhang с соавторами продемонстрировали каскадную случайную генерацию до 6-ой стоксовой компоненты (~1,4 мкм) [6]. Однако авторы использовали довольно длинное волокно (10 км), поэтому эффективность была низкой (<15%). Кроме того, выходное излучение было неполяризованным.

В данной работе мы исследовали каскадную генерацию ВКР-лазера со СРОС на основе волокна с сохранением поляризации длиной 1.8 км. Схема ВКРлазера со СРОС подробно описана в работе [5]. Длина волны лазера накачки в эксперименте изменялась от 1,04 до 1,08 мкм при установке соответствующей плотной волоконной брэгговской решетки в задающем осцилляторе. Так как длина волокна увеличилась почти в два раза по сравнению с предыдущей схемой [5], в эксперименте наблюдалась эффективная стабильная генерация линейнополяризованного стоксового излучения с 1-го по 5-ый порядок при увеличении мощности накачки с 1 до 14 Вт. На рис. 1 показаны выходные спектры при максимальной мощности для длин волн накачки 1040,6 (а), 1064,4 (б) и 1080,1 (в) нм. Видно, что генерируемые стоксовы компоненты имеют узкую ширину линии. Зависимость мощности генерации от входной мощности накачки вплоть до 4-ой стоксовой компоненты качественно повторяет эволюцию мощностей в коротких ВКР-лазерах со СРОС [5,7]. Однако в области нулевой дисперсии волокна ~ 1,4 мкм мощность 4-ой стоксовой компоненты не достигает своего начинает генерироваться максимума, когда 5-ая стоксова компонента. Уменьшение порога может быть связано с влиянием процесса параметрического
четырехволнового смешения (ЧВС), который становится более заметен вблизи длины волны нулевой дисперсии. Конкуренция между нелинейными процессами приводит к существенному уменьшению эффективности ВКР-преобразования при генерации следующих стоксовых порядков и росту спектрального континуума в области аномальной дисперсии волокна (см. рис. 1), который также наблюдался в каскадном ВКР-лазере со СРОС при генерации случайно поляризованного излучения [6].



Рис.1 Выходные спектры ВКР-лазера со СРОС длиной 1,8 км при максимальной мощности накачки для длин волн накачки 1040,6, 1064,4 и 1080,1 нм на рисунках (а), (б) и (в) соответственно.

Таким образом, в силу конкуренции с ЧВС и ограничения мощности накачки (14 Вт) мощность генерации вблизи 1,36 мкм составила 0,8 Вт для 5-ой компоненты (рис. 1а) и 3 Вт для 4-ой компоненты (рис. 1в). Для длины волны 1,32 мкм мощность генерации превысила 5 Вт (Рис.1б). Полученные значения мощностей и эффективностей преобразования значительно выше, чем в работе [6], так как использовалась меньшая длина волокна. В докладе будут обсуждаться возможности дальнейшего продвижения в длинноволновую область.

Исследования поддержаны Российским научным фондом (проект № 14-22-00118).

- [1] S. K. Turitsyn, S. A. Babin, et al. Nat. Photon. 4, 231-235 (2010)
- [2] S. K. Turitsyn, S. A. Babin, et al. Phys. Rep. 542, 133-193 (2014)
- [3] X. Du, H. Zhang, et al. Opt. Lett. 41, 571-574 (2016)
- [4] E.A. Zlobina, S. I. Kablukov and S.A. Babin. Opt. Lett. 40, 4074-4077 (2015)
- [5] S.A. Babin, E.A. Zlobina, et al. Sci. Rep. 6, 22625 (2016)
- [6] L. Zhang, H. Jiang et al. Opt. Lett. 41, 215-218 (2016)
- [7] S.A. Babin, I.D. Vatnik, et al. Opt. Express 22, 24929-24934 (2014)

Двухпиковая структура спектра генерации волоконного ВКР-лазера со случайной распределенной обратной связью

Е.А. Злобина¹, <u>И.Д. Ватник</u>^{1,2,*}, С.И. Каблуков¹, С.А. Бабин^{1,2}

¹ Институт автоматики и электрометрии СО РАН, Новосибирск ² Новосибирский государственный университет *E-mail: <u>ilya.vatnik@gmail.com</u>

В 2010 году концепция случайной обратной связи была реализована в волоконных системах, когда был продемонстрирован волоконный лазер со случайной распределенной обратной связью [1]; обратная связь в нем реализуется за счет рэлеевского рассеяния назад на случайно распределенных вдоль оптического световода неоднородностях. Актуальной проблемой является описание спектра генерации в таком лазере. К настоящему моменту предложены модели, описывающие процесс сужения спектра вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР) при приближении к порогу лазерной генерации [2], а также процессы уширения спектра генерации стоксовых компонент в таком лазере [2,3]. Тем не менее, относительно давно известно [1,4], что в эксперименте может наблюдаться структура спектра генерации, имеющая два максимума, однако факторы, приводящие к этому, выявлены не были.

В данной работе исследуется структура спектра многокаскадного волоконного ВКР-лазера со случайной распределенной обратной связью в схеме без узкополосных спектральных фильтров, использующихся для селекции отдельных линий. В таком варианте генерация локализуется в области максимума(ов) ВКРусиления [1-4].

Каскадная генерация в волоконном ВКР-лазере со случайной обратной связью была получена в схеме, подробно описанной в работе [3]. В качестве активной среды использовались отрезки германосиликатных волоконных световодов с поддержкой поляризации длиной от 500 до 1000 м, в которые через спектральноселективный ответвитель заводилось поляризованное излучение накачки на длине волны 1055 нм. Спектр ВКР-усиления отстроен от излучения накачки в красную область и имеет двухпиковую форму (с максимумами на отстройках 13.3 и 14.6 ТГц). В световоде создавался резонатор с волоконным кольцевым зеркалом Саньяка с одной стороны и случайным распределенным эффективным зеркалом на рэлеевском обратном рассеянии с другой стороны. В таком резонаторе возможна высокоэффективная каскадная генерация нескольких стоксовых компонент [3]. Спектры генерации для разных стоксовых компонент имели как однопиковую, так и двухпиковую форму, в зависимости от мощности (рис. 1а). Мощность генерации в каждом из пиков вычислялась по измеренным спектрам, и затем проводилось сравнение полученного значения с предсказаниями численной модели.

Численная модель для расчёта мощностей различных спектральных компонент была построена на основе общеизвестной балансной модели, включающей в себя линейные потери, усиление длинноволновых спектральных компонент за счет коротковолновых благодаря эффекту ВКР, истощение коротковолновых компонент, и обратное рэлеевское рассеяние, перемешивающее прямую и обратную волны [5]. Характерным отличием использованной модели являлось то, что в ней учитывалось усиление для малых отстроек порядка 1 ТГц, т.е. возможность усиления второго пика двухпикового спектра за счет первого. В расчётах использовались измеренные коэффициенты линейных потерь и усиления для различных отстроек.

Результаты численного расчета хорошо согласуются с измерениями (рис. 1б). Отметим, что в численной модели количество спектральных пиков, для которых проводится расчет, в каждой последующей стоксовой компоненте увеличивается на единицу, поскольку каждая предыдущая компонента создает усиления для двух последующих (рис. 1в). Тем не менее, численная модель адекватно описывает генерацию наблюдаемого количества спектральных пиков внутри каждой стоксовой компоненты (2 пика – в первой компоненте, 1 пик – во второй и третьей компоненте). Согласие также было получено и для эксперимента с длиной лазера 0.5 км.

Таким образом, спектральные особенности генерации волоконного ВКРлазера со случайной обратной связью, а именно, количество пиков в структуре спектра каждой из стоксовых компонент полностью описывается в рамках балансной модели с учетом двухпиковой структуры спектра ВКР-усиления и переноса энергии между соседними пиками внутри каждой стоксовой компоненты.



Рис.1. (а) Измеренные спектры на выходе из лазера длиной 1 км, включающий накачку, первую, вторую и третью стоксовые компоненты для разных мощностей накачки. (б) Мощности различных спектральных компонент на выходе из волокна, полученные в эксперименте (знаки) и в численном счете (сплошные линии).(в) Процессы переноса мощности по спектру, учитываемые в модели.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант №16-32-60184.

- [1] S.K. Turitsyn, S.A. Babin et al, Nat. Photonics 4, 231–235 (2010).
- [2] D.V. Churkin, I.V. Kolokolov et al, Nat. Commun. 2, 6214 (2015).
- [3] S.A. Babin, E.A. Zlobina et al, Sci. Rep. 6, 22625 (2016).
- [4] I.D. Vatnik, D.V. Churkin et al, Opt. Express 19, 18486–94 (2011).
- [5] S.K. Turitsyn, S.A. Babin et al, Phys. Rep. 542, 133–193 (2014).

Узкополосная генерация в висмутовом волоконном лазере со случайной распределенной обратной связью

<u>И.А. Лобач</u>^{1,*}, С.И. Каблуков¹, М.И. Скворцов¹, Е.В. Подивилов^{1,2}, С.А. Бабин^{1,2}, М.А. Мелькумов³, Е.М. Дианов³

¹ Институт автоматики и электрометрии СО РАН, Новосибирск ² Новосибирский государственный университет, Новосибирск ³Научный центр волоконной оптики РАН, Москва ^{*}E-mail: <u>ivan.lobach@gmail.com</u>

Волоконные лазеры со случайной обратной связью активно изучаются с момента их первой демонстрации в 2010 году [1]. Подобно другим вариантам случайных лазеров, формирующее обратную связь рассеяние, как и усиление сигнала, распределены по активной среде, которая в волоконном варианте представляет собой километровый отрезок пассивного световода. Физическими механизмами рассеяния и усиления в этом случае являются рэлеевское рассеяние (PP) на естественных неоднородностях и вынужденное комбинационное рассеяние при распространении излучения накачки в кварцевом стекле. Получение случайной генерации в более компактных активных световодах, легированных редкоземельными элементами, в которых усиление сигнала происходит за счёт инверсии населённостей в активных ионах, затруднено из-за малости PP.

В данной работе рассмотрена возможность получения случайной генерации в активном световоде, легированном висмутом. Это новый тип активных световодов, отличающийся уникально широким диапазоном длин волн генерации: 1.15–1.78 мкм в зависимости от матрицы стекла [2]. Данные световоды отличаются большой длиной усиления (~100 м) из-за малости концентрации и повышенным коэффициентом PP из-за кластеризации висмута. Однако для случайной генерации эти факторы являются благоприятными, что позволило впервые получить случайную генерацию в таком активном световоде.

Эксперимент проводился с висмутовым световодом (ВС) длиной 150 м. Полуоткрытый резонатор лазера с одной стороны ВС был ограничен плотной волоконной брэгговской решёткой (ВБР), а с другой стороны световод, сколотый под углом ~17°. Интегральный коэффициент рассеяния назад в ВС составил около 4·10⁻⁶. Этого оказалось достаточно для получения случайной генерации в максимуме усиления висмута (1420 нм) при накачке лазером с длиной волны 1310 нм со стороны ВБР. В эксперименте использовались два варианта плотной ВБР (с шириной спектра 1.88 и 0.28 нм). Также проводилось сравнение случайной обратной связи с линейным резонатором в той же схеме, но с точечным отражением от прямого скола ВС величиной ~4%. Мощность генерации в схеме случайного лазера составила 2.8 Вт при накачке 4.4 Вт, что на 30% больше, чем в линейном резонаторе с точечным отражением, однако спектр генерации при этом был нестабилен. Для стабилизации случайной генерации в схему лазера со стороны ВБР вводился пассивный фосфосиликатный световод (ФС) с близким с ВС интегральным коэффициентом РР. Результаты экспериментов для лазеров в различных конфигурациях со случайным рассеянием назад (~10⁻³ %) и с точечным отражением от торца (~4%) приведены на Рис.1 (а и б соответствуют разным ВБР).



Рис. 1. Зависимость ширины спектра генерации от мощности генерации с ВБР 1.88 нм (а) и 0.28 нм (b) в конфигурациях ВБР+ВС+4%, ВБР+ФС+ВС+4% и ВБР+ФС+ВС+РР.

Из картинки видно, что при одной и той же выходной мощности висмутовый лазер со случайной обратной связью на PP имеет в несколько раз более узкую линию, чем в случае линейного резонатора с точечным отражателем (4%), при этом относительное сужение сильнее для варианта схемы с широкополосной BБР (Puc.1a).

Для объяснения эффекта была построена универсальная модель, описывающая нелинейное уширение спектра генерации как для случайного, так и обычного лазера. Построенная модель объясняет наблюдаемое отличие ширин спектра за счёт принципиально разного распределения интенсивности генерируемой волны вдоль световода. В случае распределенной обратной связи на PP интенсивность резко нарастает вблизи выходного конца световода, в результате интегральный нелинейный набег фазы из-за эффекта самомодуляции фазы намного меньше, чем в случае точечного зеркала с более равномерным распределением интенсивности при той же выходной мощности. Более того, сравнение кривых в безразмерных единицах (где ширина спектра генерации нормирована на ширину ВБР, а мощность генерации приведена к значению интегрального набега нелинейной фазы) дает близкий результат для всех экспериментальных схем и хорошо описывается предложенной моделью. Небольшое отличие наблюдается только в случае случайного лазера с узкополосной ВБР и объясняется существенным влиянием кроссмодуляции фазы от накачки.

Таким образом, в работе впервые продемонстрирована и описана узкополосная случайная генерация в активном световоде, что имеет фундаментальное значения для физики случайных волоконных лазеров. Узкополосный висмутовый случайный лазер имеет также хорошие перспективы практического использования в качестве источника для телекоммуникационных и сенсорных приложений в области 1.4-1.6 мкм, а также как основа для нового источника в видимой области спектра (с учетом возможности эффективного удвоения его частоты) для биомедицинской диагностики и лазерных дисплеев – квазинепрерывный безмодовый спектр случайного лазера существенно уменьшает влияние спеклов на качество изображений [3].

Работа выполнена при финансовой поддержке РНФ (грант 14-22-00118).

- [1] S.K. Turitsyn, S.A. Babin et al, Nat. Photonics 4, 231–235 (2010).
- [2] E.M. Dianov, S.V. Firstov, M.A. Melkumov, Frontiers in Optics/Laser Science 2015, LTu2H.1.
- [3] Redding, B., Choma, M. A., Cao, H. Nat. Photonics 6, 355-359 (2012).

Световод с трёхслойной сердцевиной для повышения порога вынужденного рассеяния Мандельштама-Бриллюэна

<u>М.М. Худяков^{1*}</u>, М.Е. Лихачёв¹, М.М. Бубнов¹, Д.С. Липатов², А.Н. Гурьянов²

¹Научный центр волоконной оптики РАН, Москва ²Институт химии высокочистых веществ им. Г.Г. Девятых РАН, Нижний Новгород ^{*}E-mail: <u>DAngeL.74@gmail.com</u>

Вынужденное рассеяние Мандельштама-Бриллюэна (ВРМБ) является основным фактором, ограничивающим максимальную мощность узкополосных (с шириной линии порядка 100 МГц) лазеров. Особенно остро проблема подавления ВРМБ стоит в системах где невозможно использование световодов с увеличенным диаметром поля моды (например, рамановские усилители). В этой связи большой интерес вызывает новый метод подавления ВРМБ - создание антиволноводного акустического профиля [1]. В данном случае акустические моды являются вытекающими, что приводит к уменьшению их перекрытия с оптической модой сердцевины и, как следствие, уширению спектра ВРМБ. Проведённые нами исследования показали, что, данный метод позволяет увеличить порог ВРМБ в 2.8 раза по сравнению со стандартным световодом SMF-28 [2]. Альтернативным подходом является создание в сердцевине световода областей разного состава, имеющих пики усиления ВРМБ при разных сдвигах частоты [3]. Спектр ВРМБ такого световода имеет несколько пиков отвечающих трём разным областям. Так в работе [3] была использована составная сердцевина, состоящая из трех типов стержней разного состава. Недостатком предложенной



техники является сложность контроля относительной амплитуды пиков усиления ВРМБ, что не позволяет В полной мере реализовать ee потенциал.

В настоящей работе предлагается развитие данного подхода путем использования MCVD технологии и изготовления заготовки С сердцевиной, имеющей различные кольцевые области разного состава. В данном случае контроль амплитуды





Рис.3. Зависимость доли отражённого назад сигнала ВРМБ от интенсивности накачки в сердцевине световода для линейной поляризации.

пика усиления той или иной области достигается простым изменением толщины данной области. В первом приближении достаточным оказывается выбор областей С одинаковой долей распространяющейся оптической мощности. Распределение электрического поля, профиль преломления, профиль показателя легирования расчётный И акустический профиль представлены на рис. 1. Размер областей подбирался таким образом, чтобы доля излучения длине волны 1550 нм была на одинакова в каждой области для световода с внешним диаметром 125 мкм. Из заготовки были вытянута 4 световода с внешним диаметром 80 мкм, 100 мкм, 125 мкм и 135 мкм. поля моды Диаметры световодов равнялись соответственно 6.0. 5.44 мкм, 5.53 и 5.66 мкм.

В данных световодах был измерен спектр ВРМБ методом, описанным В статье [2]. Для сравнения так же был измерен спектр ВРМБ в световоде SMF-28. Результаты представлены на рис. 2.

На спектре видны три пика, отвечающие трём областям в сердцевине (самый левый – внешнее кольцо, легированное только GeO_2 , средний – среднее кольцо, легированное Al_2O_3 и GeO_2 , правый – центр сердцевины, легированный только Al_2O_3). Как и было рассчитано, пики примерно сравниваются при внешнем диаметре 125 мкм, однако при внешнем диаметре 135 мкм пик, соответствующий центральной области сердцевины, раздваивается, что приводи к еще большему уширению спектра ВРМБ.

Для всех вышеперечисленных световодов так же был измерен порог ВРМБ для световодов длиной 75 метров. Для того, чтобы можно было сравнивать световоды с разным диаметром поля моды по оси х откладывалась интенсивность в сердцевине. Так же стоит отметить, что порог ВРМБ зависит от состояния поляризации излучения, поэтому нами определялись максимальный минимальный значения порога (при изменении настройки контроллера поляризации), а затем оценивалась величина отраженного за счет ВРМБ сигнала для линейно поляризованного излучения (см. [2]). Как можно видеть из Рис.3, световода с внешним диаметром 135мкм получено подавление ВРМБ в 4.4 раза относительно стандартного световода SMF28.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 15-38-20923.

- [1] P. D. Dragic et al, "Optical fiber with an acoustic guiding layer for stimulated Brillouin scattering suppression", *CLEO 2005* Baltimore, USA, paper CThZ3
- [2] Худяков М. М. и др. Оптимизация акустической антиволноводной структуры для повышения порога ВРМБ в волоконных световодах //Квантовая электроника. 2016. Т. 46. №. 5. С. 468-472.
- [3] Robin C. et al. Single-frequency Yb-doped photonic crystal fiber amplifier with 800W output power //SPIE LASE. – International Society for Optics and Photonics, 2014. – C. 896103-896103-7.

Гибридные волоконно-твердотельные лазеры с параметрическим преобразованием частоты в средний ИК диапазон

О.Л. Антипов

Институт прикладной физики Российской академии наук, Н. Новгород *E-mail: oleg_antipov@yahoo.com*

источники излучения в длинноволновой Лазерные области ближнего инфракрасного (ИК) и среднего ИК диапазонов длин волн (2-12 мкм) имеют множество применений в медицине (для хирургии и диагностики заболеваний), обработке материалов, экологическом мониторинге и дистанционном определении состава веществ, контроле производственных процессов (в частности, в нефте- и газопереработке), инспекции продуктопроводов и в других областях. Существующие в этом диапазоне газовые лазеры достаточно громоздки и не позволяют получать всех необходимых параметров излучения; полупроводниковые (в частности, квантовокаскадные) лазеры имеют пока малую мощность генерации и невысокое качество пучка. Создание мощных твердотельных лазеров с высоким качеством пучка излучения в этом диапазоне ограничено отсутствием эффективных источников накачки с малым дефектом кванта, а волоконных лазеров – отсутствием надёжных активированных световодов с малыми потерями и возможностью получения лазерного усиления. В последнее десятилетие значительный прогресс достигнут в создании гибридных волоконно-твердотельных лазеров ближнего ИК диапазона с нелинейнооптическим преобразованием излучения в другие спектральные диапазоны, в частности, в средний ИК. Настоящий доклад посвящён обзору результатов исследований гибридных волоконно-твердотельных лазеров с параметрическим преобразованием частоты, полученных в ИПФ РАН во взаимодействии с другими организациями.

Одна из разновидностей гибридной системы была создана с использованием эрбиевых волоконных лазеров ELM-1567-80 (производства "НТО "ИРЭ-Полюс") на длине волны 1567 нм, смещённой в диапазон 1670-1680 нм в волоконном лазере на вынужденном комбинационном рассеянии (ВКР) (эффективность ВКР преобразования в 200 метровом волокие достигала 65%, выходная мощность – 52,5 Вт) [1]. Излучение волоконного лазера служило накачкой лазера на керамике Tm³⁺:Lu₂O₃, который генерировал в непрерывном или импульсно-периодическом режиме излучение на длине волны 2064 нм или 1966 нм. Импульсно-периодическая генерация в лазере на керамике осуществлялась за счёт акустооптической модуляции добротности резонатора с частотой 15-30 кГц. Мощность непрерывной генерации достигала 23 Вт, импульсно-периодической – 15 Вт в пучках высокого качества. Линейнополяризованное излучение лазера на керамике Tm³⁺:Lu₂O₃ было преобразовано в средний ИК диапазон (на длины волн 3-5 мкм) в параметрическом генераторе света (ПГС) на нелинейно-оптическом кристалле ZGP [2]. В другом случае излучение импульсно-периодических лазеров на керамике накачивало монокристаллы Cr²⁺:CdSe, в которых достигалась генерация на длине волны 2,92 мкм.

Другой вариант гибридной системы был создан с использованием тулиевых волоконных лазеров. Непрерывное излучение тулиевого волоконного лазера на длине волны 1908 нм служило накачкой лазера на кристалле Ho³⁺:YAG, который генерировал в непрерывном или импульсно-периодическом режиме на длине волны 2091 нм или 2097 нм [3]. При мощности излучения тулиевого волоконного лазера в 55 Вт мощность

непрерывной генерации лазера на кристалле Ho^{3+} :YAG в пучках высокого качества достигала ~38 Вт в непрерывном режиме и ~37 Вт в импульсно-периодическом режиме (на частоте повторения 30-35 кГц). Линейно-поляризованное излучение Ho^{3+} :YAG лазера преобразовывалось в средний ИК диапазон в ПГС на кристалле ZGP. Средняя мощность генерации излучения среднего ИК диапазона достигала 11 Вт. В другом случае излучение импульсно-периодических лазеров на Ho^{3+} :YAG накачивало поликристаллы Cr^{2+} :ZnSe, в которых реализована лазерная генерация на длине волны 2,68 мкм.

В результате проведённых исследований и оптимизации параметров созданы лабораторные и опытные образцы гибридных лазеров с преобразованием частоты. Совместно с сотрудниками медицинских учреждений проведены исследования возможности использования созданных образцов гибридных лазеров для резки биотканей и разрушения почечных камней.

Литература

[1] Oleg Antipov, Anton Novikov, Sergey Larin, Ivan Obronov, *Optics Letters*, Vol. **41**, No. 10, 2298-2301 (May 15, 2016).

[2] Oleg Antipov, Anton Novikov, Sergey Larin, Ivan Obronov, 8^{TH} International Symposium on High-Power Fiber Lasers and Their Applications (S. Petersburg, Russia, June 27 – July 1, 2016), paper TuS1A-04.

[3] O.L. Antipov, I.D. Eranov, R.I. Kositsyn, A.A. Novikov, 17th International Conference "Laser Optics 2016" (S. Petersburg, Russia, June 27 – July 1, 2016), paper WeR1-22.

Непрерывная ВКР-генерация в градиентном световоде с многомодовой диодной накачкой

<u>С.И. Каблуков</u>¹, Е.А. Злобина^{1,*}, М.И. Скворцов¹, И.Н. Немов¹, А.А. Вольф¹, А.В. Достовалов^{1,2}, С.А. Бабин^{1,2}

¹ Институт автоматики и электрометрии СО РАН ² Новосибирский государственный университет *E-mail: <u>ZlobinaKaterina@gmail.com</u>

Известно, что ВКР-лазеры перспективны в качестве источников излучения, перестраиваемых в широком диапазоне длин волн. В качестве усиливающей среды ВКР-лазеров обычно используют пассивные одномодовые световоды, а накачка осуществляется в сердцевину световода одномодовыми волоконными лазерами. Наиболее мощными являются лазеры на одномодовых световодах, легированных иттербием, с накачкой в оболочку мощными многомодовыми (MM) лазерными диодами (ЛД). В отличие от лазеров на редкоземельных элементах с фиксированными спектральными областями, ВКР-лазеры могут работать почти на любой длине волны, отстоящей на величину стоксова сдвига от длины волны накачки, и перестраиваться в пределах широкого контура ВКРусиления. Для ВКР-лазеров характерен малый квантовый дефект, малое время отклика на индуцированное накачкой усиление, низкий уровень спонтанного излучения, отсутствие эффекта фотопотемнения, являющегося проблемой для волоконных лазеров, генерирующих в области ~1 мкм, в частности, иттербиевого волоконного лазера (ИВЛ) [1].

В то же время генерация ВКР-лазеров на длинах волн ≤1 мкм затруднена в силу отсутствия мощных одномодовых источников накачки в коротковолновой области, например, нижний предел для ИВЛ составляет ~980 нм [1]. Альтернативным подходом может служить накачка ВКР-лазеров напрямую коммерчески доступными ММ лазерными диодами, так как их мощность в диапазоне 915-980 нм уже превышает 100 Вт для одного модуля. Пучок излучения ММ накачки можно эффективно завести в относительно большую сердцевину ММ пассивного световода с градиентным профилем показателя преломления (ГППП) [2], который к тому же обладает свойством «чистки» пучка накачки в результате ВКР-преобразования [3]. В данной работе приведен краткий обзор исследований по коротковолновым ВКР-лазерам с прямой диодной накачкой, выполненных в последние годы.

В качестве первого шага в развитии данного подхода нами был продемонстрирован непрерывный ВКР-лазер с прямой накачкой лазерным диодом с длиной волны ~940 нм [4]. Выходная мощность ВКР-лазера на длине волны 980 нм составила 2.9 Вт при дифференциальной эффективности преобразования излучения накачки около 25%. Резонатор лазера был образован в световоде с ГППП длиной 4.5 км высокоотражающей волоконной брэгговской решёткой (ВБР) и торцом сколотого под прямым углом световода. Генерируемый выходной пучок имел намного лучшее качество в сравнении с пучком диодной накачки, благодаря эффекту чистки пучка в световоде с ГППП и ВБР с узким спектром отражения.

Недавно Т. Yao с соавторами [5] продемонстрировали возможность увеличения выходной мощности ВКР-лазера и дифференциальной эффективности до 20 Вт и 80% соответственно при использовании короткого

отрезка (1.5 км) световода с ГППП, двухпроходной схемы накачки с большей мощностью при объединении пучков двух ЛД на 975 нм. Ещё большая мощность (~80 Вт) в световоде длиной 0.5 км была получена в похожей конфигурации ВКРрезонатора при ~150 Вт заведённой накачки ММ ЛД с длиной волны 980 нм [6], однако в обеих работах [5,6] длина волны генерации лазеров ~1020 нм не очень интересна, так как для нее существенно большая мощность достижима в ИВЛ.

Следующий шаг состоял в реализации ВКР-лазера с диодной накачкой в области 915 нм [7] с большей выходной мощностью и дифференциальной эффективностью, чем в [4]. Лучшие параметры при меньшей длине волны достигнуты благодаря оптимизации длины световода с ГППП для имеющейся накачки. В последних экспериментах мощность ММ ЛД на 915 нм составила ~100 Вт на выходе ММ световода с диаметром сердцевины 105 мкм. Это излучение заводилось в сердцевину световода Corning 62.5/125 с помощью коллимирующих линз с эффективностью >70%. Линейный резонатор, как и в предыдущих экспериментах [4,7] был образован высокоотражающей (R₁~80%) ВБР и прямым сколом световода с френелевским отражением R₂~4%. Для оптимизации выходных параметров длина ММ световода варьировалась как L=2.5, 1.5 и 1.1 км. При уменьшении длины порог генерации увеличился с 28 до 38 Вт в соответствии с расчетной кривой [4], а дифференциальная эффективность увеличилась с 35 до 50%. При этом мощность ВКР-генерации линейно растёт после превышения порога, а мощность проходящей накачки насыщается на пороговом уровне. Достигнутый для каждой длины резонатора максимум мощности генерации ограничен порогом второй стоксовой компоненты вблизи 996 нм, увеличиваясь с 4 до 8.3 Вт при сокращении длины. Качество пучка на максимальной мощности составило M²=1.54-1.58 (для разных осей), т. е. близко к одномодовому. При использовании специальной узкополосной выходной ВБР вместо сколотого под прямым углом торца качество пучка удалось улучшить, а выходную мощность увеличить до 10 Вт.

Таким образом, в нашем случае качество пучка значительно лучше, продемонстрированного в ВКР-лазерах [5,6], работающих на длине волны 1020 нм (M²>2.9) при использовании объёмных зеркал. Полученный уровень мощности 10 Вт и качества пучка (M²<1.6) открывают возможность эффективной генерации второй гармоники для создания источников синего излучения, основанных на волоконных лазерах, для применений в лазерных дисплеях и (конфокальной микроскопии И проточной цитометрии). биомедицине Конфигурация резонатора ВКР-лазера на основе ВБР позволяет перейти к полностью волоконной схеме, а мощность и эффективность могут быть ещё увеличены при комбинировании меньшей длины световода с большей мощностью накачки, а также при применении специальных мер подавления ВКРгенерации высших порядков.

Исследования поддержаны Российским научным фондом (проект № 14-22-00118).

- [1] D. J. Richardson, J. Nilsson, and W. A. Clarkson, J. Opt. Soc. Am. B, 27, B63-B92 (2010)
- [2] S. H. Baek, W. Roh, Opt. Lett. 29, 153-155 (2004)
- [3] N. B. Terry, T. G. Alley et al. *Opt. Express* **15**, 17509-17519 (2007)
- [4] S. I. Kablukov, E. I. Dontsova et al. Laser Phys. Lett. 10, 085103 (2013)
- [5] T. Yao, A. V. Harish et al. Appl. Sci. 5, 1323-1336 (2015)
- [6] Y. Glick, V. Fromzel et al. *Laser Phys. Lett.* **13**, 065101 (2016)
- [7] E. A. Zlobina, S. I. Kablukov et al. Laser Phys. Lett. 13, 035102 (2016)

Мощные непрерывные лазеры видимого диапазона с накачкой волоконным лазером

<u>А.А. Сурин</u>^{1,2,*}, С.В. Ларин¹, Т.Е. Борисенко¹, К.Ю. Прусаков^{1,2}, Ю.С. Стирманов^{1,2}

¹НТО "ИРЭ-Полюс", Фрязино ²Московский Физико-Технический Институт (ГУ), Москва *E-mail: <u>asurin@ntoire-polus.ru</u>

Множество применений, такие как: лазерные проекторы, лазерные шоу, медицинские применения требуют мощных непрерывных лазерных источников на определенных длинах волн видимого диапазона с хорошим качеством пучка. Тем не менее, до сих пор такие источники трудно найти. Из широко известных лазеров видимого диапазона полупроводниковые лазеры ограничены по уровню излучаемой мощности в несколько ватт, лазеры на красителях сложны и ненадёжны, газовые лазеры на парах металлов громоздки и неэффективны. Генерация происходит на определённых длинах волн, поэтому для применений, где длина волны излучения имеет большое значение, эти подходы не пригодны. Другим вариантом получения лазерного излучения видимого диапазона является генерация гармоник в нелинейно оптических кристаллах от излучения мощных лазеров ИК диапазона. Но, как правило, для эффективного преобразования требуется импульсное излучение с пиковыми мощностями несколько кило-Ватт [1], и ввиду той же дискретности длин волн, на которых возможна генерация твёрдотельных лазеров, этот подход не решает проблемы получения генерации на любой заданной длине волны. Решением данной проблемы явился подход, предложенный в работе [2]: однопроходная генерация второй гармоники в кристаллах с регулярной доменной структурой от излучения волоконного ВКР лазера. Такой подход обеспечивает генерацию непрерывного излучения мощностью несколько ватт на любой заданной длине волны из диапазона 560 -770 нм. Настоящая работа посвящена дальнейшей разработке и улучшениям данного подхода.

В своей работе [2] авторы получили 3 Вт жёлтого излучения с эффективностью ГВГ 12 %. Ограничения мощности и эффективности преобразования были связаны с широко известной проблемой уширения спектральной линии волоконного ВКР лазера [3]. В нашей работе мы значительно увеличили порог данных эффектов за счёт разработанной улучшенной оптической схемы, где ВКР преобразователь образован волоконными решётками с узкими спектрами отражения, менее 0.1 нм. В результате было продемонстрировано более 14 Вт жёлтого излучения на длине волны 589 нм с эффективностью 24 % [4,5].

Типичная оптическая схема волоконных ВКР лазеров состоит из волоконного лазера накачки и вложенных резонаторов на одну или несколько последовательных стоксовых длин волн. Активной средой в случае ВКР преобразования является обычное пассивное волокно, а зеркала резонатора – волоконные брэгговские решётки. Так как оптические волокна обладают широким спектром ВКР усиления, в волоконных ВКР лазерах возможно получать генерацию на любой длине волны из диапазона 1-1.7 мкм [6]. От излучения иттербиевого волоконного лазера можно получить генерацию ВКР на длине волны 1122 нм как результат однокаскадного ВКР преобразования, 1178 нм – как результат двухкаскадного преобразования, а 1246 нм – как трёхкаскадного. Затем излучение может быть преобразовано в кристалле с периодической доменной структурой в видимое: зелёное (561 нм), жёлтое (589 нм) и красное (623 нм).

Оптическая схема зелёного лазера представлена на рисунке 1. ВКР преобразователь целиком собран на волокне, поддерживающем поляризацию. Непрерывное линейно поляризованное излучение накачки иттербиевого волоконного лазера преобразуется в 40 метровом ВКР преобразователе, и затем излучение ВКР преобразуется по однопроходной схеме в кристалле танталата лития с периодической доменной структурой. Выбор кристалла обусловлен наиболее благоприятными характеристиками танталата лития для нелинейных преобразований частоты в видимую область спектра [7].



Рис.1. Оптическая схема лазера с волоконной накачкой на 561 нм.

Мы разработали линейку лазеров видимого диапазона с волоконной накачкой на основе волоконных ВКР лазеров. Продемонстрировали более 10 Вт выходной мощности непрерывного излучения на длинах волн разных цветов 561, 589 и 623 нм. Характеристики приведены в таблице 1, внешний вид приборов представлен на рис. 2. Подтвердили возможность получения более 10 Вт мощности видимого непрерывного излучения на любой длине волны из диапазона 560 - 660 нм.

Параметры		Значение	Ед. измерения
Ширина спектральной линии		0.1	HM
Выходная мощность	561 nm	10	Вт
	589 nm	15	
	623 nm	15	Вт
Долговременная нестабильность		±2	%
Эффективность «от розетки»		>4	%
Размеры модуля		325 x 43 x 217	MM
Размеры головы		233 x 50 x 45.6	MM
Вес прибора		4.5	КГ

Таблица 1. параметры видимых лазеров VLM.



Рис. 2. Внешний вид лазеров на длинах волн 561, 589, 623 нм.

- [1] A. Avdokhin1, V. Gapontsev et al. Proc. of SPIE 9347, 934704 (2015)
- [2] D. Georgiev, V.P. Gapontsev, et al. Opt. Express 13, (2005)
- [3] S. A. Babin, D. V. Churkin et al. Opt. Lett. 31, 3007-3009 (2006)
- [4] A.A. Surin, S.V. Larin Laser Optics 2014, St. Petersburg 30.06 04.07.2014, SY1-0699, (2014).
- [5] A.A. Surin, T.E. Borisenko, S.V. Larin Optics Letters 41, 2644-2647 (2016)
- [6] E. M. Dianov, A. M. Prokhorov IEEE J. of Sel. Top. in Q. E. 6, 1022-1028 (2000)
- [7] F. J. Kontur, I. Dajani et al. Opt. Express 15, 12882-12889 (2007)

Прецизионное измерение коэффициентов оптического поглощения в периодически полированном кристалле танталата лития

<u>Т.Е. Борисенко</u>^{1,*}, А.А. Сурин^{1,2}, Е.И. Заблоцкая², О.А. Рябушкин^{1,2} ¹НТО "ИРЭ-Полюс", Фрязино ²Московский Физико-Технический Институт (ГУ), Москва

*E-mail: tborisenko@ntoire-polus.ru

Периодически полированный кристалл танталата лития (PPLT) обладает наилучшими характеристиками для эффективного преобразования излучения ближнего инфракрасного диапазона в видимый по сравнению с другими сегнетоэлектрическими нелинейно-оптическими кристаллами [1]. Создание периодической доменной структуры в сегнетоэлектриках позволяет создавать условия квазисинхронизма на любой длине волны в диапазоне прозрачности кристалла. А сочетание этого метода с технологией волоконных ВКР лазеров дает универсальную оптическую схему для эффективного преобразования на длинах волн в диапазоне 560-770 нм [2].

Дальнейшее повышение эффективности и уровня мощности видимого излучения, получаемого в такой схеме (более 10 Вт) [3], ограничено неоднородным разогревом кристалла, сопровождающим генерацию мощной второй гармоники [4]. Кристалл разогревается за счет поглощения инфракрасного (ИК) и видимого излучения, причем коэффициент поглощения в видимом диапазоне на порядок превышает коэффициент поглощения в ИК области [5]. Для задач моделирования процессов нелинейных преобразований в кристаллах с регулярной доменной структурой с учётом тепловых эффектов, препятствующих эффективному преобразованию, требуется знание точных величин коэффициентов поглощения излучений, участвующих в преобразовании.

Данная работа посвящена прецизионному определению коэффициентов оптического поглощения в видимом спектральном диапазоне в кристалле PPLT. Коэффициенты оптического поглощения измеряются с помощью недавно предложенного метода пьезорезонансной лазерной калориметрии [6]. Этот метод основан на радиочастотной (РЧ) импедансной спектроскопии. Блок-схема экспериментальной установки приведена на рис.1 слева. РЧ электрическое поле частоты f подается на кристалл в конденсаторе, последовательно соединенном с резистором малого сопротивления R=50 Ом. Частота и амплитуда U_R электрического поля на этом резисторе регистрируется синхронным детектором. Зависимость U_R (f) обладает ярко выраженными резонансными пиками, проявляющимися, когда частота зондирующего поля f совпадает с одной из внутренних акустических мод кристалла (рис.1 справа). Резонансные частоты *Rf*_{1.2...n} зависят от температуры кристалла и как следствие изменяются при нагреве кристалла под действием лазерного излучения. Коэффициенты поглощения определяются по кинетике пьезоэлектрических резонансных частот в процессе разогрева кристалла лазерным излучением с точностью до 10⁻⁵ см⁻¹[6].



Рис.1. Слева – блок схема экспериментальной установки метода пьезорезонансной лазерной калориметрии; справа – зависимость напряжения входного сигнала на синхронном детекторе U_R от частоты зондирующего поля f для кристалла PPLT.

Для измерения коэффициентов поглощения на различных длинах волн видимого диапазона (561, 589, 623 нм) было использовано излучение волоконных ВКР лазеров [3]. Экспериментальные результаты, приведены в таблице 1.

Таблица 1. Экспериментальные результаты по измерению коэффициентов поглощения в кристалле PPLT.

Длина волны ВГ λ, нм	Коэффициент поглощения α, см ⁻¹	
623	0,012	
589	0,019	
561	0,025	

Наблюдается возрастание коэффициентов поглощения с увеличением энергии кванта излучения, соответствующее краю фундаментального поглощения. Оптическое поглощение в видимом спектральном диапазоне в кристалле PPLT меньше, чем в PPLN (α_{589HM} = 0,026 см⁻¹) [5].

Авторы выражают благодарность руководству НТО «ИРЭ-Полюс» за финансовую поддержку данных исследований.

Литература

[1] F.J. Kontur, I. Dajani et al. Opt. Express 15, 12882-12889 (2007)

[2] D. Georgiev, V.P. Gapontsev et al. Opt. Express 13, 6772-6776 (2005)

- [3] A.A. Surin, T.E. Borisenko, S.V. Larin Optics Letters 41, 2644-2647 (2016)
- [4] S.V. Tovstonog, S. Kurimura et al. Opt. Express 16(15), 11294–11299 (2008)
- [5] T.E. Borisenko, A.A. Surin, O.A. Ryabushkin PIERS 2016 in Shanghai (2016)
- [6] O.A. Ryabushkin, D.V. Myasnikov et al. Journal of Physics: Conference Series 510 (2014)

Возбуждение широкополосного терагерцового излучения в полингованных нелинейно-оптических полимерах

<u>С.Л. Микерин^{1,*}</u>, А.И. Плеханов¹, А.Э. Симанчук¹, А.В. Якиманский²

¹ Институт автоматики и электрометрии СО РАН ² Институт высокомолекулярных соединений РАН *E-mail: <u>mikerinsl@iae.sbras.ru</u>

Применение органических сред, называемых в литературе электрооптическими полимерами [1, 2], для генерации и детектирования терагерцовых (ТГц) импульсов в когерентных (time-domain) спектрометрах [3] обещает дать уникальные возможности для спектроскопии ТГц диапазона. Электрооптические полимеры представляют собой композицию полимерной матрицы и молекул хромофора, ориентированных в процессе приготовления в одном направлении. Направленный синтез хромофоров и хромофорсодержащих композиций позволяют достигать на порядки более высокие значения нелинейных коэффициентов по сравнению с кристаллическими материалами и лучшего согласования ТГц и оптической волн. Исследование характеристик электрооптических полимеров в субмиллиметровом диапазоне длин волн представляет интерес как для развития устройств спектроскопии, так и для разработки перспективных чувствительных компактных сверхскоростных электрооптических модуляторов света [4].

Большой интерес представляют полимеры класса полиимидов [2], одной из особенностей которых является более высокая по сравнению с другими полимерами температура стеклования (180–300 °C для разных соединений), что позволяет улучшить стабильность и термическую стойкость упорядоченного состояния.

Ранее методом генерации второй гармоники исследовалась квадратичная оптическая нелинейность и ее стабильность для разных типов композиций полиимидов и хромофоров [2, 5, 6]. В данной работе получена генерация терагерцевых импульсов в перспективной полиимидной матрицы [2] с ковалентно присоединенными группами красителя DR13, а также проведены измерения оптических свойств этого материала в терагерцевом диапазоне.

Электрооптический полимер наносился на стеклянные подложки методом центрифугирования, сушки и запекания [2]. Нелинейные свойства придавались образцам в процессе приготовления за счет внешнего электрического поля, направленного вдоль поверхности при помощи накладных электродов разработанной нами конструкции. Колебания электрического поля терагерцовых импульсов регистрировались методом электрооптичекого стробирования фемтосекундными лазерными импульсами [7]. В образце пленки толщиной менее 1 мкм при воздействии фемтосекундных лазерных импульсов за счет оптического выпрямления возбуждаются короткие (несколько колебаний поля, Рис. 1,а) терагерцовые импульсы с амплитудой в 200 раз большей на единицу толщины, чем в кристалле ZnTe толщиной 500 мкм. При этом ширина спектра получаемых импульсов ограничена только длительностью импульса накачки (Рис. 1,б). Дисперсия комплексного показателя преломления образцов пленок полимера в диапазоне частот 0,5-2,6 TГц была измерена методами когерентной спектроскопии (Рис. 2). Исследованная полимерная композиция перспективна для создания в когерентных спектрометрах источников импульсного широкополосного терагерцового излучения, а также как электрооптическая активная среда для создания чувствительных сверхскоростных модуляционных устройств.



Рис. 1. Терагерцовый импульс, полученный в образце (а: во врезке импульс, полученный в ZnTe) и спектр его мощности (б: красная линия показывает уровень шума, пунктир – спектр огибающей импульса накачки).



Рис. 2. Показатели преломления (а) и поглощения (б) полимерной композиции в терагерцовой области спектра.

Авторы выражают благодарность Н.А.Николаеву, А.А.Мамрашеву и А.И.Малышеву за помощь в проведении измерений и В.Д.Угожаеву за плодотворные обсуждения конструкций электродов. Работа частично поддержана грантом РФФИ № 14-29-08134 и Программой президиума РАН № 1.

- [1] L.R. Dalton, P.A. Sullivan, D.H. Bale, Chem. Rev. 110, No.1, 25 (2010)
- [2] A.V. Yakimansky, G.I. Nosova et.al., Chem. Phys. Lett. 510, 237 (2011)
- [3] X.-C. Zhang, J. Xu, Introduction to THz wave photonics, Springer, 2010, 246 P., Ch. 2
- [4] А.И. Плеханов, В сб.: Тезисы докладов Российской конференции по актуальным проблемам полупроводниковой фотоэлектроники "ФОТОНИКА 2015" (Новосибирск, 12-16 октября 2015). С. 54.
- [5] M. Stahelin, C.A. Walsh et al, Appl. Phys. 73, 8471 (1993)
- [6] A.I. Gorkovenko, A.I. Plekhanov et al, J. Appl. Phys. 116, 223104 (2014)
- [7] С.Л. Микерин, К.Д. Потешкина и др. Вестник Новосиб. ун-та. Сер. Физика 9, № 2, 6 (2014)

Стендовая сессия

Рассеяние волны на параллельных цилиндрах в борновском приближении

А.С. Берёза

Новосибирский государственный университет ИАиЭ СО РАН, Новосибирск E-mail: <u>alex.bereza2010@yandex.ru</u>

В работе рассматривается задача рассеяния плоской волны на двух параллельных однородных цилиндрах кругового сечения. Несмотря на кажущуюся простоту постановки и двумерность пространства, в котором ищется решение, общей аналитической теории для взаимодействующих цилиндров нет, имеются лишь решения для различных частных случаев. К примеру, изучено аналитически рассеяние на одном идеально проводящем цилиндре [1], найдено численное решение для цилиндра эллиптического сечения [2], для двух цилиндров на диэлектрической подложке [3] и массива диэлектрических или проводящих цилиндров [4].

Идея решения заключается в следующем: свободное пространство с основным цилиндром берется за невозмущенную среду, распределение поля в котором известно в аналитических функциях, также строится функция Грина к уравнению Гельмгольца для этого пространства, а второй цилиндр предстает в качестве возмутителя, от влияния которого поле будет записано в виде борновского ряда. Таким образом задача сводится к возмущающему цилиндру, помещенному в среду, характеризующуюся функцией Грина. С помощью теоремы Грина можно получить интегральные уравнения, связывающие внешнее внутри возмутителя, которые поле И поле разрешаются методом последовательных приближений.

В работе построена функция Грина для продольной и поперечной поляризаций по отношению к оси цилиндров. Для случая рассеяния р-волны получена первая борновская поправка к рассеянному полю. Первое борновское приближение качественно согласуется с результатом численного решения. Также были получены формулы для последующих членов борновского ряда.

- [1] R.F. Harrington. Time-harmonic electromagnetic fields Wiley-Interscience (2001) 472
- [2] Зимовец С.В., Гешев П.И. Метод граничных интегральных уравнений для расчета рассеяния света на двумерных наночастицах Журнал технической физики **76**. вып.3 (2006) 6
- [3] O.V. Belai, L.L. Frumin, et al. Sattering of evanescent wave by two cylinders near a flat boundary 10007 EPL (2012) 6
- [4] Z. Elsherbeni, A.A. Kishk, IEEE Transactions on Antennas and Propagation 40, 96-99 (1992)

Эволюция плазмон-поляритонной волны в тонкой проводящей пленке в режиме модуляционной неустойчивости

И.О. Золотовский¹, Д.А. Коробко¹, <u>С.Г. Моисеев</u>^{1,2,*}

¹Ульяновский государственный университет ²Ульяновский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А.Котельникова РАН ^{*}E-mail: serg-moiseev@yandex.ru

Неустойчивость стационарного состояния, вызванная совместным действием нелинейных и дисперсионных эффектов, наблюдается во многих нелинейных средах, поддерживающих распространение локализованных волн. В настоящее время к исследованию эффекта модуляционной неустойчивости (МН) проявляется значительный интерес, обусловленный как его фундаментальностью, а также возможностью создания на его основе различных систем управления лазерным излучением.

В настоящей работе определены условия формирования в тонких пленках субволновой толщины индуцированной МН поверхностных плазмонполяритонов (ППП), а также теоретически изучена зависимость характеристик генерируемой импульсной последовательности ППП от параметров пленочной структуры. Результаты исследований могут быть использованы для создания на основе плазмонных волноводов компактных генераторов коротких оптических импульсов с управляемой тера- и сверхтерагерцевой частотой повторения.

Рассмотрение задачи о формировании импульсной последовательности ППП в ультратонкой (толщиной менее длины волны излучения) пленке серебра, размещенной на поверхности диэлектрика, проведено на основе известного дисперсионного соотношения для ППП в проводящей пленке

$$\exp(-2q_s d) = \frac{q_s \varepsilon_1 + q_1 \varepsilon_s}{q_s \varepsilon_1 - q_1 \varepsilon_s} \cdot \frac{q_s \varepsilon_2 + q_2 \varepsilon_s}{q_s \varepsilon_2 - q_2 \varepsilon_s}$$

и нелинейного соотношения между частотой и постоянной распространения волнового процесса в нелинейной среде, записанного в следующем виде:

$$\Omega = \upsilon_g K + \frac{1}{2} DK^2 + \gamma I \, .$$

Здесь ε_s и d – диэлектрическая проницаемость и толщина серебряной пленки, ε_1 , ε_2 – диэлектрические проницаемости прилегающих к пленке сред, $q_j = \sqrt{\beta^2 - k_0^2 \varepsilon_j}$ (*j*=1,2,3) – постоянные затухания поверхностной волны в поперечном направлении, *I* и β – интенсивность и константа распространения ППП, $\upsilon_g = \partial \omega / \partial \beta |_{\beta_0, I=0}$ – групповая скорость, $D = \partial^2 \omega / \partial \beta^2 |_{\beta_0, I=0}$ и $\gamma = \partial \omega / \partial I |_{\beta_0, I=0}$ – параметры, определяемые дисперсией групповых скоростей и кубической (керровской) нелинейностью на частоте $\omega = \omega_0$, $\Omega = \omega - \omega_0$, $K = \beta - \beta_0$.

Установлено, что для ППП в проводящей пленке может быть реализован режим МН при одновременном выполнении условий $0 < |K| < 2\sqrt{|\gamma/D|I}$ и $\gamma D < 0$. Численный анализ исходных уравнений показывает, что в режиме МН начальное возмущение в виде периодической модуляции трансформируется в

Материалы Российского семинара по волоконным лазерам 2016

импульсов, разделенных последовательность узких периодом начальной Динамика сформированной на пленке волновой структуры модуляции. характеризуется бризерным поведением: амплитуда импульсов ППП с некоторой периодичностью во времени плавно изменяется в широком диапазоне с максимальным значением, превышающим амплитуду исходной волны в несколько раз. Бризерное поведение ППП в пленке иллюстрируют результаты численного моделирования, приведенные на рис. 1. В качестве начальных условий рассмотрена однородная ППП волна интенсивности $I = 10^{2} Bm / M \kappa M^{2}$, на которую изначально наложена пространственная модуляция амплитуды $0.02\sqrt{I}$. Параметры моделирования, вычисленные для длины волны $\lambda = 425 \ \text{HM}$, соответствуют серебряной пленке толщиной 10 нм на диэлектрической подложке $\varepsilon_2 = 4.8$, модуляция имеет пространственным период 0.3 *мкм*. При уменьшении толщины пленки групповая скорость возрастает, что приводит к повышению частоты следования и снижению длительности импульсов. Расчеты показывают, что для возбуждения модулированной ППП волны интенсивности, необходимой для наблюдения описанного эффекта, достаточно использовать излучение лазерных источников средней мощности, при этом модуляция может формироваться в результате наложения излучения двух когерентных источников близкого диапазона.



Рис. 1. Эволюция локальной интенсивности модулированной ППП волны в серебряной пленке толщиной 10 нм (а) в системе координат, движущейся вдоль оси *x* с групповой скоростью ППП, (б) в лабораторной системе координат.
Внизу: модулированная ППП волна в начальный момент времени *t* = 0.
Справа: изменение интенсивности ППП волны по времени в точке *x* = 0.
Вверху: пространственное распределение интенсивности вдоль направления распространения ППП волны в момент времени *t* = 13.5пс.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ (проект 14.Z50.31.0015, задание 3.2202.2014/К).

Усиление пикосекундных импульсов двухмикронного диапазона

<u>С.А. Филатова^{1,2*}</u>, В.А. Камынин^{1,2,3}, И.В. Жлуктова^{1,4}, В.Б. Цветков^{1,5}

¹Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН ²Ульяновский государственный университет ³Лаборатория фотоники Пермского научного центра УрО РАН ⁴Московский технологический университет (МГУПИ) ⁵Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ» *E-mail: filsim2910@gmail.com

На сегодняшний день наблюдается рост количества исследований импульсных волоконных лазеров, длина волны излучения которых лежит в области более 2 мкм. Данная тенденция вызвана широкой областью перспективных применений. Например, в мониторинге газового состава воздуха, параметрическом усилении, спектроскопии и медицине.

В связи с этим было предложено усилить созданный в лаборатории активных сред твердотельных лазеров ИОФ РАН импульсный полностью волоконный гольмиевый лазер с длиной волны излучения на 2065 нм.



Рис. 1 Экспериментальная установка.

ISO- волоконный оптический изолятор, WDM- волоконный оптический мультиплексор, PCволоконный контроллер поляризации, HoDF- оптическое волокно, легированное ионами гольмия, SMF- одномодовое волокно, IOP- волоконный поляризатор, CP- волоконный ответвитель.

Схема эксперимента, представленная на рис. 1, включает задающий генератор и волоконный усилитель. Задающий генератор работает в режиме синхронизации мод. Выходная мощность лазера составила 133 мкВт, а частота повторения импульсов 7.5 МГц. Средняя мощность излучения задающего генератора была понижена до 73 мкВт. Для подавления генерации в объеме усилителя перед мультиплексором, объединяющим излучение иттербиевой накачки и усиливаемые импульсы, был установлен волоконный изолятор с индексом изоляции 21 дБ и потерями на прямое прохождение не превышающими 0.6 дБ.

Волоконный усилитель был реализован на активном волоконе с концентрацией ионов гольмия в районе 5.10¹⁹см⁻³. Активное волокно возбуждалось излучением иттербиевого лазера, значение длины волны отсечки для гольмиевого волокна составило ~2 мкм, разница в индексах показателя преломления между сердцевиной и оболочкой 0.01. Максимальное значение

средней мощности усиленного сигнала составило 45 мВт при исходной мощности сигнала 0.073 мВт. На рис. 2 представлены спектры выходного излучения. Рис. 2а демонстрирует спектр импульсного гольмиевого волоконного лазера до усиления. На рис. 26 представлен спектр усиленного сигнала, мощность которого была 18.75 мВт. На рис. 26 отчетливо заметна деформация спектра, что соответствует распаду импульсов.



Рис. 2 Спектры выходного излучения. а) спектр до усиления, б) спектр после усиления.

В ходе эксперимента было достигнуто усиление в 22,3 дБ до распада импульсов; средняя мощность на выходе усилителя до момента распада импульсов составила 12.5 мВт.

Работа выполнена при поддержке Российской академии наук в рамках программы фундаментальных исследований "Основные и прикладные проблемы фотоники и науки о новых оптических материалах» и Министерством образования и науки РФ (проект № 14.Z50.31.0015).

Генерация чирпованных диссипативных солитонов в полностью волоконном эрбиевом лазере

<u>И.С. Жданов^{1,2,*}</u>, Д.С. Харенко^{1,2}, Е. В. Подивилов^{1,2}, С.А. Бабин^{1,2}, А. А. Аполонский^{1,4}, А. Е. Беднякова^{2,3}, М. П. Федорук^{2,3}, С. К. Турицын^{2,5}

¹Институт автоматики и электрометрии СО РАН, Новосибирск, Россия ²Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия ³Институт вычислительных технологий СО РАН, Новосибирск, Россия ⁴Мюнхенский университет и институт квантовой оптики Макса Планка, Гархинг ⁵ Институт фотонных технологий, Университет Астона, Бирмингем, Великобритания ^{*}E-mail: inn.zhdanov@rambler.ru

В последнее время выходит всё большее число работ, посвященных исследованию режимов генерации импульсных волоконных лазеров в длинноволновой области (1.5, 2 мкм и далее). Одним из объяснений такого интереса может служить несомненный успех фемтосекундных лазеров, излучающих в районе 1 мкм, обусловленный генерацией т. н. чирпованных импульсов (импульсов с линейной частотной модуляцией). С другой стороны, импульсные лазеры, генерирующие на 1.5 мкм, имеют достаточно много практических применений, от когерентной антистоксовой микроскопии комбинационного рассеяния (CARS) [1], до синтеза импульсов предельно короткой длительности [2], и, конечно же, оптических коммуникаций [3]. В данной работе нами предпринята попытка перенести принцип разделения эффектов амплитудной самомодуляции посредством нелинейного вращения импульсов из области 1 мкм [4] в область 1.5 мкм.

Для получения режима генерации диссипативных солитонов (ДС) с большим параметром чирпа необходимо соблюдение ряда условий, таких как наличие спектральной фильтрации, нормальная дисперсия резонатора и достаточная величина усиления.



Рис. 1. Схема исследуемого лазера

Схема исследуемого лазера представлена на рисунке 1. Резонатор кольцевой, полностью волоконный, большая часть резонатора выполнена из одномодового волокна с сохранением поляризации, обладающего аномальной дисперсией в исследуемой области. Для обеспечения суммарной нормальной дисперсии использовалось одномодовое волокно со смещенной дисперсией (DSF). Активной средой является волокно, легированное эрбием (EDF). Синхронизация мод реализована на основе эффекта НВП. Для спектральной фильтрации использовался волоконный фильтр Лио (SF). В ходе работы варьировались ширина фильтра и длина волокна со смещенной дисперсией. Был получен ряд стабильных режимов генерации диссипативных солитонов. В одном из режимов ширина спектра достигала 33 нм, при частоте повторения 16 МГц и энергии импульса порядка 1 нДж. Спектры полученных импульсов представлены на рисунке 2.



Рис 2. Спектры полученных импульсов при различных длинах DSF.

Также в работе выполнено численное моделирование режимов генерации в рассматриваемом волоконном лазере. Распространение сигнала в световоде описывает распределённая модель - обобщённое нелинейное уравнение Шрёдингера, в то время как влияние дискретных устройств на сигнал учитывается точечно на одном шаге вдоль световода [5]. С помощью математического моделирования проведена оптимизация конфигурации волоконного резонатора с целью получения импульсов с наибольшей энергией и наименьшей длительностью после сжатия внешним компрессором, а также определены условия, при которых формируется ВКР-импульс на смещенной (стоксовой) частоте.

В докладе будет представлено детальное исследование полученных режимов, результаты сжатия генерируемых импульсов и измерения их автокорреляционной функции. Также будет проведено сравнение с результатами численного моделирования.

Работа выполнена при финансовой поддержке РНФ (гранты 14-22-00118 и 14-21-00110).

- [1] C. W. Freudiger, W. Yang et al, Nat. Photonics 8, 153–159 (2014).
- [2] G. Krauss, S. Lohss et al, Nat. Photonics 4, 33-36 (2010).
- [3] L. K. Oxenløwe, Nat. Photonics 5, pp. 329-331 (2011).
- [4] D. S. Kharenko, E. V Podivilov et al, Opt. Lett. 37, 4104–4106 (2012).
- [5] A E. Bednyakova, S.A. Babin et al, Opt. Express 21, 20556–20564 (2013).

Теоретический анализ эволюции сигнала в усиливающей среде для волоконных лазеров различной конфигурации

О.В. Штырина^{1,2}, <u>С.А. Ефремов</u>^{1,2,*}, А.С. Скидин^{1,2}, И.А. Яруткина^{1,2}, М.П. Федорук^{1,2}, С.К. Турицын^{1,3}

¹Новосибирский государственный университет, Новосибирск ²Институт вычислительных технологий СО РАН, Новосибирск ³Aston University, Birmingham, UK ^{*}E-mail: <u>stratfiery@gmail.com</u>

Разработка современных волоконных лазеров в настоящее время всё чаще требует применения теоретических методов, нацеленных на многопараметрическую оптимизацию характеристик лазера. Одним из вариантов проведения такой оптимизации является применение численного моделирования лазерных систем, однако оно требует достаточно больших временных затрат; ввиду этого в оптимизации обладает актуальностью вопрос аналитического описания эволюции излучения в лазерных резонаторах различных типов [1,2].

При решении задачи о нахождении устойчивых режимов генерации в волоконном лазере используются различные методы решения нелинейного уравнения Шрёдингера совместно с двухуровневой моделью усиления сигнала внутри резонатора [3]. Последняя представляет собой систему из четырёх обыкновенных дифференциальных уравнений (ОДУ) первого порядка с граничными условиями на обоих краях расчётной области:

$$\frac{dP^{\pm}(z)}{dz} = \pm \left(\frac{\alpha_{P}}{\mu} \frac{\mu P(z) + S(z)}{1 + P(z) + S(z)} - \alpha_{P} - q_{P}\right) P^{\pm}(z);$$

$$\frac{dS^{\pm}(z)}{dz} = \pm \left(\alpha_{S} \frac{\mu P(z) + S(z)}{1 + P(z) + S(z)} - \alpha_{S} - q_{S}\right) S^{\pm}(z).$$
(1)

где $\mu = \frac{\lambda_P}{\lambda_S} \frac{\alpha_P}{\alpha_S} \frac{P_P^{sat}}{P_S^{sat}}$, λ_P и λ_S – центральные длины волн накачки и сигнала, соответственно, q_P и q_S – ненасыщенные потери, плюсом и минусом обозначаются прямое и обратное направления волн накачки (индекс *P*) и сигнала (индекс *S*), мощности насыщения обозначены как P_P^{sat} и P_S^{sat} , $P^{\pm}(z) = P^{\pm}(z)/P_P^{sat}$, $P(z) = P^{+}(z) + P^{-}(z)$, $S^{\pm}(z) = P_S^{\pm}(z)/P_S^{sat}$, $S(z) = S^{+}(z) + S^{-}(z)$ с граничными условиями $P^{+}(0) = P_0^{+}$, $P^{-}(L) = P_L^{-}$, $S^{+}(0) = S_0^{+}$, $S^{-}(L) = S_L^{-}$. При решении данной системы могут быть использованы некоторые приближения в потивовес численному решению ОДУ, так как приближения в ряде случаев позволяют получать результат быстрее при сохранении допустимой точности.

Коэффициент усиления определяется выражением $G = S^+(L)/S_0^+$. Обозначим величины $\zeta = \frac{1}{\mu} \frac{\alpha_P}{\alpha_S}$ и $\psi = \frac{\mu - 1}{\mu} \alpha_P$. Если в системе (1) ненасыщенные потери не учитываются, то можно получить аналитическое выражение для коэффициента усиления [4-6]:

 $\ln[G] + (S_0^+ + S_L^-)[G-1] + \frac{1}{\zeta}(P_0^+ + P_L^-)[G^{\zeta}\exp(-\psi L) - 1] + \alpha_S L = 0$

Данный аналитический результат может быть обобщён для анализа выходной мощности сигнала из кольцевого и линейного типов резонаторов. Рассмотрим кольцевой резонатор (рисунок 1a) с двумя внешними накачками: прямой P^+ и обратной P^- , резонатор включает в себя ответвитель с коэффициентом отражения мощности R_{out} и активное волокно длины L.



Обозначим полные потери в резонаторе лазера (включая потери в ответвителе) Σ . Необходимым условием существования устойчивой генерации является компенсирование общих потерь Σ усилением G, (т.е. $G\Sigma = 1 \Rightarrow G = 1/\Sigma$). Для выходной мощности сигнала на ответвителе лазера имеем: $P_{out} = P_S^{sat}(1 - R_{out})S^+(L) = P_S^{sat}(1 - R_{out})S_0^+/\Sigma$. Используя данное равенство совместно с уравнением (2), можно получить выражение для выходной мощности:

$$P_{out} = P_S^{sat} \frac{(1-R_{out})}{1-\Sigma} \Big\{ \ln[\Sigma] + \frac{1}{\zeta} (P^+ + P^-) \Big[1 - \Sigma^{-\zeta} \exp(-\psi L) \Big] - \alpha_S L \Big\}.$$

Далее рассмотрим случай резонатора Фабри-Перо (рисунок 1b). В резонаторе Фабри-Перо величина общих потерь определяется выражением $\Sigma = R^+ R^-$, следовательно условие устойчивой генерации запишется как $G = 1/\sqrt{\Sigma}$. Для выходной мощности сигнала справедливо равенство: $P_{out}^+ = P_S^{sat}(1-R^+)S^+(L) = P_S^{sat}(1-R^+)S_0^+/\sqrt{\Sigma}$, $P_{out}^+ = P_S^{sat}(1-R^-)S^-(0) =$

 $P_{S}^{sat}(1-R^{-})S_{L}^{-}/\sqrt{\Sigma}$. Тогда выражение для двух выходных мощностей (на правом и левом концах):

$$P_{out}^{\pm} = P_{S}^{sat} \frac{(1-R^{\pm})}{1-\sqrt{\Sigma}} \cdot \frac{1}{1+R^{\pm}/\sqrt{\Sigma}} \Big\{ \frac{1}{2} \ln[\Sigma] + \frac{1}{\zeta} (P^{+} + P^{-}) \Big[1 - \Sigma^{-\frac{1}{2}\zeta} \exp(-\psi L) \Big] - \alpha_{S}L \Big\}.$$

Данные аналитические выражения могут быть использованы для оптимизации конфигурации лазерных систем с линейным и кольцевым резонаторами, а также для построения численного алгоритма, позволяющего описать динамику средней мощности накачки и сигнала в активной среде, что моделирования уменьшить время комплексных позволяет В случаях, включающих эволюцию оптической фазы, дисперсионный и нелинейный помощью полученных результатов выведены эффекты. С некоторые аналитические оценки мощности сигнала, потерь на концах резонатора, истощения накачки и т.д., что может применяться на начальной стадии проектирования устройств усиления.

Работа была выполнена при поддержке гранта РНФ №14-21-00110 и гранта ведущих научных школ НШ-9161.2016.9.

- [1] A. E. Siegman, Lasers (University Science Books, 1986)
- [2] W. W. Rigrod, J. Appl. Phys. **36(8)**, 24872490 (1965)
- [3] S.K. Turitsyn et al., Optics Express, **19**, 8394–8405 (2011)
- [4] Th. Pfeiffer, and H.Bullow, IEEE Photonics Technology Lett. 4(5), 449-451 (1992)
- [5] Th. Pfeiffer et al, IEEE Photonics Technology Lett. 4(8), 847–849 (1992)
- [6] C. Barnard, P. Myslinski, et al, IEEE J. Quantum Elect. 30(8), 1817–1830 (1994).

Теоретический анализ свойств излучения длинного волоконного лазера

Е.В. Подивилов^{1,2}, О.В. Штырина^{2,3}, <u>Д.А. Машарова</u>^{2,*}, А.С. Скидин^{2,3}, И.А. Яруткина^{2,3}, М.П. Федорук^{2,3}

¹Институт автоматики и автометрии СО РАН, Новосибирск ²Новосибирский государственный университет ³Институт вычислительных технологий СО РАН, Новосибирск *E-mail: <u>ashulya-m@mail.ru</u>

Поскольку длинный волоконный лазер обладает нормальной дисперсией, он способен генерировать диссипативный солитон со значительно большей энергией, чем у классического солитона. Численное моделирование волоконных лазерных систем с длинным резонатором осложняется необходимостью использовать значительные вычислительные ресурсы, а также большим временем вычислений [1]. В связи с этим существует проблема оптимизации выходной энергии в такой системе. Поэтому актуальной является задача исследования свойств излучения длинного волоконного лазера при помощи аналитических методов.

При теоретическом анализе влияние каждого из устройств резонатора полагалось распределённым по всей его длине; этот подход, в отличие от рассмотрения каждого из устройств в отдельности, позволяет получить аналитическое решение для описания формы выходного сигнала и спектра [2]. Поведение огибающей электромагнитного поля A(z,t) описывается уравнением типа Гинзбурга-Ландау, имеющим следующий вид при 0 < z < 1, где z – пространственная переменная, отнормированная на длину резонатора:

$$\frac{\partial}{\partial z}A(z,t) = i\left(\frac{\beta_2 L}{2}\frac{\partial^2}{\partial t^2} - \gamma L|A|^2\right)A + \left(\sigma - \frac{\kappa}{1 + |A|^2 / P_{SAM}}\right)A.$$

Здесь β_2 – дисперсионный коэффициент, γ – коэффициент нелинейности, L – длина резонатора. Данная модель учитывает насыщение усиления следующим образом:

$$2\sigma = \frac{g}{1 + \int \left|A\right|^2 dt / E_{sat}} - \alpha$$

Здесь g – коэффициент усиления малого сигнала, E_{sat} – энергия насыщения, α – потери. Действие быстрого насыщающегося поглотителя описывается следующей функцией:

$$P_{out} = P_{in} \left(1 - \frac{2\kappa}{1 + P_{in} / P_{SAM}} \right),$$

где P_{SAM} – мощность поглощения на устройстве пассивной синхронизации мод, κ – глубина насыщения.

В ходе исследования в приближении большого чирпа для данного уравнения было выписано аналитическое выражение, описывающее семейство диссипативных солитонов. Проведенные численные расчеты показали согласование численного и аналитического решений при значении параметра чирпа f>10. Аналитически исследована область генерации длинного волоконного

лазера в пространстве параметров резонатора, наиболее важными из которых являются длина резонатора, усиление и потери за проход и поглощение на устройстве пассивной синхронизации мод, определяемое нелинейными свойствами сигнала.

Работа была выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект 14-21-00110), а также при поддержке гранта ведущих научных школ НШ-9161.2016.9. Работа И.А. Яруткиной выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 16-31-00084).

- [1] I.A. Yarutkina, O.V. Shtyrina et al, Opt. Express **21(10)**, 12942-12950 (2013)
- [2] D.S. Kharenko, O.V. Shtyrina et al, Journal of the Optical Society of America B 28(10), 2314-2319 (2011).

Удвоение частоты случайного волоконного лазера с ВКР усилением

<u>Е.И. Донцова^{1*}</u>, С.И. Каблуков¹, И.Д. Ватник¹, С.А. Бабин^{1,2}

¹Институт автоматики и электрометрии СО РАН, Новосибирск ²Новосибирский государственный университет *E-mail: <u>ekaterina.dontso@mail.ru</u>

В волокне распределённую обратную связь возможно осуществить за счёт рассеяния на неоднородностях показателя преломления, возникающих случайным образом в процессе его изготовления, – рэлеевского рассеяния [1]. При наличии среды с вынужденным комбинационным рассеянием (ВКР) получается лазер со случайно распределённой обратной связью (СРОС), обладающий рядом преимуществ перед лазерами с традиционным резонатором (с двумя отражателями).

Спектральный диапазон генерации волоконных ВКР-лазеров лежит в ИК диапазоне и соответствует спектрам ВКР усиления в волокнах с различными добавками [2]. Однако рабочий диапазон длин волн лазеров с ВКР усилением может быть увеличен при помощи нелинейного преобразования частоты, в частности генерации второй гармоники (ГВГ). С такой целью осуществляется удвоения частоты в нелинейных кристаллах. Однако удвоение частоты СРОС лазеров ранее не было изучено и представляет интерес с возможностью выявления особенностей.

Для проведения экспериментов собран лазер на основе отрезка фосфосиликатного волокна с одним отражательным элементом и косым торцом волокна на выходе (рис.1). В качестве отражателя выступает волоконное кольцевое зеркало Саньяка, образованное ответвителем 50/50% с контроллером поляризации, либо волоконная брэгговская решётка (ВБР). Такая схема полуоткрытого резонатора обеспечивает распределённую обратную связь. При добавлении на выход лазера второй ВБР получается схема ВКР-лазера со стандартным резонатором, использованная для сравнения. Излучение лазеров с длиной волны ~1308 нм удваивается в кристалле PPLN длиной 8 мм.



Рис.1. Схема эксперимента по удвоению частоты СРОС ВКР лазера с зеркалом Саньяка.

При выбранных конфигурациях получена генерация на длине волны ~654 нм мощностью до 110 мВт для СРОС ВКР-лазеров и до ~ 80 мВт для волоконного ВКР-лазера с традиционным резонатором. С ростом мощности спектры генерации лазеров на основной частоте уширяются. В случае СРОС ВКР-лазера

ширина спектра на основной частоте при максимально доступной мощности примерно в 1.5 раза меньше ширины спектра аналогичного лазера с двумя локальными отражателями. Ширины спектров второй гармоники при рассмотренных конфигурациях лазеров ведут себя одинаково – составляют величину ~0.3 нм во всём доступном диапазоне мощностей, поскольку определяются шириной квазисинхронизма кристалла (0.6 нм).

Поведение мощности второй гармоники с ростом мощности основного излучения лазеров различается, что связано с отличием в уширении спектров на основной частоте. В работе показано, что в случае ширин спектров генерации ВКР-лазеров с локальным и распределённым отражением больше ширины квазисинхронизма в кристалле с квадратичной нелинейностью, процесс удвоения частоты идёт с большей эффективностью для лазера с более узким спектром генерации – в нашем случае СРОС ВКР-лазера с фильтрующим элементом (ВБР). Кроме того, при использовании СРОС ВКР-лазера возможно получить больше мощности на удвоенной частоте в связи с более высоким порогом генерации высших стоксовых компонент комбинационного рассеяния [3].

Литература

[1] S.K. Turitsyn, S. A. Babin et.al., Phys. Rep. 542, 133-193 (2014).

[2] AS. Kurkov, E. M. Dianov, *Quantum Electron.* 34, 881-900 (2004).

[3] E.I. Dontsova, S. I. Kablukov et.al., Optics Lett., 7, 1439-1442 (2016).

Импульсный ВКР лазер с гибридной активной и пассивной синхронизацией мод

<u>А.Г. Кузнецов</u>^{1,*}, Д.С. Харенко^{1,2}, Е.В. Подивилов^{1,2}, С.А. Бабин^{1,2}

¹Институт автоматики и электрометрии СО РАН, Новосибирск ²Новосибирский государственный университет, Новосибирск *E-mail: leks.kuznecov@gmail.com

Волоконные лазеры с синхронизацией мод (СМ) являются объектом интенсивного исследования, и в настоящее время существует множество схем реализаций лазеров данного типа. Общими элементами подавляющего большинства таких лазеров является активное волокно, легированное редкоземельными элементами (Er, Yb и др.) и оптический затвор, реализующий синхронизацию мод. В качестве затвора может использоваться как активный модулятор, управляемый внешним устройством, так и пассивный элемент (насыщающееся полупроводниковое зеркало – SESAM, оптические схемы на основе нелинейного вращения поляризации – NPE, и др.). Как активная, так и пассивная СМ имеют свои преимущества и недостатки. При пассивной СМ выходной импульс имеет меньшую длительность, в то же время, запуск лазера с пассивным затвором обычно требует внешнего воздействия, в отличие от случая с активной синхронизацией мод.

Вынужденное комбинационное рассеяние (ВКР) проявляется в длинных оптоволоконных линиях и используется как для усиления полезного сигнала, так и для генерации лазерного излучения вдали от полосы усиления волокон, легированных редкоземельными элементами. Такие лазеры имеют более широкую полосу усиления (~50 нм), позволяющую осуществлять перестройку длины волны генерации, небольшую величину квантового дефекта и быструю временную динамику. Недавно была предпринята попытка активной СМ в волоконном ВКР лазере [1], однако полученные импульсы оказались слишком длинными (2 нс).

В данной работе исследуется ВКР-лазер с гибридной активной-пассивной СМ, схема которого представлена на рис. 1. В качестве источника накачки использовался линейно-поляризованный Yb волоконный лазер с мощностью до 12 Вт на длине волны 1064 нм. СМ осуществлялась акустооптическим модулятором (AOM) с временем отклика ~15 нс, на который подавался прямоугольный управляющий сигнал с длительностью 30-100 нс. В дополнение к активной СМ, в резонатор встраивался насыщающийся фильтр на основе нелинейного вращения поляризации (NPE). В этом случае схема лазера модифицировалась заменой ответвителя 50/50 на контроллер поляризации, приваренный к делителю поляризации (PBS) и волокну SMF длиной 1.5 м, в котором происходит NPE (вставка на рис.1).



Рис. 1. Схема лазера с синхронизацией мод, вставка слева - NPE фильтр.

При мощности накачки ~ 1.2 Вт и частоте повторения АОМ близкой к частоте обхода резонатора начинается формирование импульса, и при ~ 1.5 Вт выходной импульс становится стабильным. С увеличением частоты повторения АОМ (или мощности накачки) импульсы укорачиваются (до ~300 пс), временной интервал между ними также сокращается, а их количество увеличивается вплоть до полного заполнения окна открытия АОМ. При частоте повторения АОМ 395.667 кГц выходная средняя мощность составила 70 мВт. При этом автокорреляционная функция (АКФ) содержит узкий стохастический пик, и импульсы не сжимаются с помощью компрессора на дифракционных решетках.

Добавление в схему лазера NPE фильтра привело к уменьшению длительности импульса до 50 пс, однако стохастический пик в спектре АКФ присутствует, и импульсы по-прежнему не сжимаются компрессором. На рис. 2 показан выходной профиль импульса, его спектр и АКФ при частоте повторения 394.216 кГц, времени открытия АОМ - 40 нс и мощности накачки - 2.6 Вт.



Рис. 2. (а) Выходной импульс, (b) спектр и (c) FROG (сверху) и АКФ сигнала перед и после (вставка) компрессора при частоте повторения АОМ 394.216 кГц.

Для описания выходных импульсов была построена балансная модель формирования выходного сигнала:

$$\frac{dP(t)}{dt} = -\frac{\delta g}{\delta t} \left(1 - \frac{t^2}{\tau^2}\right) P(t) + P_{sp} \exp\left(\frac{g_R}{\Delta \beta} \int_{t}^{t + \Delta \beta L} P(t') dt'\right).$$

где δt – опережение света относительно открытия AOM, $\delta\beta$ – разница групповых скоростей первого и второго стоксова порядка, δg – превышение усиления над потерями, P_{sp} – мощность спонтанного излучения. При малых δt генерируется второй стоксов порядок BKP, который из-за разности групповых скоростей истощает передний край импульса и эффективно уменьшает его длительность (рис. 3). Когда длительность импульса становится меньше $\Delta\beta L$ (времени групповой задержки), энергия импульса ограничивается пороговым уровнем ~20 нДж.



Рис. 3. Рассчитанный выходной импульс (а) в сравнении с экспериментальными данными при 395.757 кГц (b).

Таким образом, был продемонстрирован ВКР волоконный лазер с активнойпассивной СМ, генерирующий импульсы длительностью 50 пс. Показано, что энергия импульса имеет верхний предел (20 нДж), обусловленный порогом 2 порядка ВКР.

Работа выполнена при финансовой поддержке РНФ (грант 14-22-00118)

Литература

 X. Yang, L. Zhang, H. Jiang, T. Fan, and Y. Feng, "Actively mode-locked Raman fiber laser," Opt. Express 23(15), 19831-19836 (2015).

Примесные дефекты в алмазах из Якутии и россыпей Сао-Луис: исследование методом конфокальной сканирующей флуоресцентной микроспектроскопии

Ф.А. Степанов

Иркутский филиал Института лазерной физики СО РАН E-mail: <u>fil.step@yandex.ru</u>

Алмазы из россыпей Сао-Луис (Бразилия) и из трубки «Мир» (Якутия) были исследованы методом конфокальной сканирующей люминесцентной микроскопии при возбуждении люминесценции излучением лазеров с длинами волн 375, 405, 470, 532 нм. Алмазы из Сао-Луис считаются суперглубинными, их образование по данным некоторых исследований происходило на глубине сейсмически определяемой переходной зоны и нижней мантии [1].

В спектрах люминесценции бразильских алмазов наблюдаются линии центров N3, H3, H4, 575 нм, а также линии при 523 нм, 536 нм и полоса с максимумом при 700 нм. Данный набор центров регистрируется во всех областях образцов при возбуждении одним и тем же лазером, отличаются только интенсивности отдельных полос и линий; так порождены наблюдаемые визуально неоднородности в распределении люминесценции по площади данных алмазов. Такие кристаллы называют квазиоднородными [3].

Исследованные якутские образцы также обладают своим характерным набором центров, в их спектрах люминесценции был обнаружен ряд известных линий и полос центров N3, S1, S2, H3, 523 нм, 794 нм.

Распределение синей люминесценции (N3-центры) близко к однородному, но распределение желто-зеленого свечения в некоторых местах образцов проявляет микрослоистость.

В картинах распределения люминесценции якутских образцов наблюдаются зонально-секториальное строение. Этапности кристаллообразования алмазов из Сао-Луис не обнаруживается по причине квазиоднородности распределения дефектов по объему образцов. Это может быть обусловлено тем, что кристаллизация бразильских алмазов происходила в один этап, или произошедшей в постгенетический период гомогенизацией кристаллов под воздействием высоких температур и давлений.

- [1] F.V. Kaminsky, O.D. Zakharchenko et al, Contrib. Mineral. Petrol. 140, 734-753 (2001)
- [2] В.П. Миронов, А.Л. Ракевич, Геология и геофизика 56, 932-940 (2015)
- [3] В.В. Бескрованов, Онтогения алмаза, издание 1-е, Наука, 165 (1992)

Фотонный датчик электрического поля с амплитудно-фазовой модуляцией

В.Д. Андреев*, О.Г. Морозов, И.И. Нуреев, Л.М. Сарварова

Казанский национальный исследовательский технический университет им. А.Н.Туполева-КАИ *n2i2@mail.ru

Для оценки напряженности поля с помощью электрооптических датчиков, как правило, используется линейный эффект Поккельса в электрооптических кристаллах (ЭОК) класса 3m. При этом показатель преломления их принципиальных осей меняется пропорционально напряженности приложенного электрического поля. Изменение показателя преломления вызывает пропорциональное изменение фазы, амплитуды, поляризации и частоты оптической несущей, проходящей через ЭОК. В соответствии с выбранным для регистрации параметром используются различные конфигурации датчиков.

Линейно-поляризованное вдоль одной из осей оптическое излучение будет промодулировано в ЭОК по фазе под воздействием электрического поля. При установке кристалла в одно из плеч интерферометра Маха-Цендера фазовая модуляция на выходе последнего преобразуется в модуляцию интенсивности и позволяет зарегистрировать напряженность электрического поля, приложенного к датчику. ЭОК с показателем преломления, зависящим от напряженности приложенного электрического поля, может быть использован в структуре интерферометра Фабри-Перо. Выходное излучение интерферометра будет промодулировано по амплитуде, при максимальной чувствительности измерений, обеспечиваемой работой датчика на центральной частоте резонансного пика. При круговой поляризации оптического излучения приложенное электрическое поле вызывает фазовую задержку между обыкновенным и необыкновенным лучами, распространяющимися вдоль принципиальных осей ЭОК. В следствие этого, выходная поляризация излучения будет отличаться от входной. При попадании этого излучения на поляризатор произойдет преобразование поляризационной модуляции в модуляцию интенсивности. Частотная модуляция оптической несущей реализуется во всех трех выше рассмотренных случаях и характеризуется появлением частотных составляющих сверху и снизу от частоты несущей, пропорциональных или удвоенных частоте приложенного электрического поля.

Цель данной работы рассмотреть возможность применения в ВОД НЭП, амплитудно-фазовой модуляции, которая позволила бы реализовать режим подавления оптической несущей [1] и получить выигрыш в отношении сигнал/шум измерений и в динамическом диапазоне датчика.

Современные средства измерения НЭП с фазовой, амплитудной и поляризационной модуляцией имеют существенное преимущество перед частотными измерителями возможностью работы не с широкополосным фотоприемником (до 1 ГГц) во всем диапазоне рабочих частот (до 1 ГГц), а с узкополосным фотоприемником по постоянному току. Анализ, проведенный нами, показал, что существуют измерительные устройства других классов [2, 3], которые работают на промежуточной частоте (двухчастотный режим), реализуя тем самым выигрыш до 2-4 раз по чувствительности.

Данные методы при реализации не требуют: во-первых, применения широкополосного приема, а позволяет обрабатывать сигнал на частоте биений компонент двухчастотного сигнала, равной разностной частоте между ними, что существенно сужает полосу пропускания приемной части устройства (с единиц ГГц до единиц МГц) и соответственно повышает отношение сигнал/шум измерений; во-вторых, применения
пик-детектора с прямым детектированием, который характеризуется наличием сильной зависимости отношения сигнал шум от интенсивности шумов и других флуктуаций, особенно в низкочастотной области, а использует детектор огибающей полоса пропускания которого находится в области минимальных шумов приемной части устройства, что соответственно также повышает отношение сигнал/шум измерений и позволяет избежать влияния на точность измерения интенсивных низкочастотных флуктуаций и помех. Как показано в [4], не вдаваясь в физическую природу явлений, можно сказать, что при прямом детектировании собственные шумы детектора излучения превалируют над внешними и определяют пороговую мощность принимаемого сигнала. Учитывая результаты данного анализа, был предложен амплитудно-фазовый подход с использованием двойного модуляционного преобразования оптической несущей в составном кристалле с ортогональным поворотом принципиальных осей.

ЭОК работает на поперечном эффекте Поккельса; он содержит два кристалла метаниобата лития, повернутых на 90°, между которыми установлена пластинка в четвертьволны из кварца. Для нормальной работы модулятора падающий свет должен иметь горизонтальную или вертикальную линейную поляризацию и мощность не более 3 мВт при максимальном диаметре пучка от 1 до 2 мм. Таким образом, могут использоваться как одномодовые кварцевые, так и многомодовые полимерные волокна, которые юстируются на торец кристалла.

При приложении внешнего электрического поля E_m в ЭОК формируется фазовый сдвиг $\Gamma(t) = \Gamma_0 + \Gamma_m \sin \Omega_m t$ для двух ортогональных направлений излучения вдоль осей x и y. Воспользовавшись формализмом матриц Джонса выходное излучение ЭОК можно описать как

$$E_{\text{Bbix}}(t) = E_0 \frac{\sqrt{2}}{2} \begin{vmatrix} 1 \\ 1 \end{vmatrix} \begin{vmatrix} \exp^{j(\Gamma/2)} & 0 \\ 0 & \exp^{-j(\Gamma/2)} \end{vmatrix} \begin{vmatrix} \cos^2\beta & \cos\beta\sin\beta \\ \cos\beta\sin\beta & \sin^2\beta \end{vmatrix} \exp^{j\omega t},$$
(1)

где матрица {1} отображает распространение входного излучения, линейно поляризованного в плоскости, составляющей угол 45° с осями x и y, матрица {2} – фазовую пластину, соответствующую составному ЭОК, матрица {3} – поляризатор с главной осью, расположенной под углом β к оси поляризации лазерного излучения.

При $\alpha = 45^\circ$, $\beta = 90^\circ$ выражение (1) принимает вид

$$E_{gbix}(t) = -jE_0 \sin\left(\Gamma/2\right)e^{j\omega t} = \sin\omega t \sin\left[\left(\Gamma_m/2\right)\sin\Omega_m t\right].$$
(2)

Спектр данного излучения представляет собой симметричные составляющие на частотах ($\omega \pm (2n-1)\Omega_m$), где $n = 1, 2, 3 \dots$, ортогонально поляризованные относительно составляющей исходного одночастотного излучения, которая подавлена, с амплитудами определя емыми функциями Бесселя от параметра электрического поля. Амплитуда составляющих основной частоты n=1, на порядок выше, амплитуды составляющих с $n=2, 3\dots$ Как видно из (2) реализуется амплитудно-фазовая модуляция. Коэффициент нелинейности выходного излучения не превышает 1% при уходе температуры на 3-5 °C [4]. Результаты проектирования были подтверждены экспериментально. Диапазон измеряемых напряженностей – $10 - 10^3$ В/м в диапазоне частот от 10^2 до 10^9 Гц.

Работа выполнена при финансовой поддержке МОН РФ в рамках госзадания КНИТУ-КАИ (программа «Радиофотоника», 3.1962.2014/К).

- [1] Морозов О.Г. и др. Физика волновых процессов и радиотехнические системы 7, №1, 63-66 (2004).
- [2] Морозов О.Г. и др. Вестник ПГТУ. Серия: РиИС, №1(20), 6-42 (2014).
- [3] Садыков И.Р. и др. Труды МАИ, №61, 18 (2012).
- [4] Морозов О.Г. и др. Физика волновых процессов и радиотехнические системы 10, №3, 119-124 (2007).

Решение задач калибровки совмещенных волоконно-оптических датчиков

<u>А.Ж. Сахабутдинов*</u>, И.И. Нуреев

Казанский национальный исследовательский технический университет им. А.Н.Туполева-КАИ *n2i2@mail.ru

Для компенсации температурного ухода центральной длины волны датчика давления, необходимо рассматривать совмещенную систему, состоящую из пары «датчик давления и датчик температуры». В паре «датчик давления и датчик температуры» предполагается, что внешняя температура возле обоих датчиков одинакова. Датчик температуры в этой паре является независимым, а показания датчика давления корректируются с учетом показаний температуры.

Калибровка всех датчиков температуры и давления производится на испытательном стенде. При калибровке используются сертифицированные задатчик давления и термостатированая камера. Задачи калибровки состоят в том, чтобы построить зависимость температуры (T), как функцию от смещения центральной длины волны ($\Delta\lambda_T$), в виде функциональной зависимости $T = f(\Delta\lambda_T)$ и зависимость давления (P), как функциональную зависимость от смещения центральной длины волны датчика давления ($\Delta\lambda_P$), в виде $P = g(T, \Delta\lambda_P) = g(T(\Delta\lambda_T), \Delta\lambda_P)$.

Зависимость давления от смещения центральной длины волны датчика температуры будем искать в виде полинома третьей степени в зависимости от смещения центральной длины волны датчика давления $\Delta \lambda_P$:

$$P = a_3 \cdot (\Delta \lambda_P)^3 + a_2 \cdot (\Delta \lambda_P)^2 + a_1 \cdot \Delta \lambda_P + a_0.$$
⁽¹⁾

Зависимость температуры (*T*) от смещения центральной длины волны датчика температуры ($\Delta \lambda_T$) будем искать в виде полинома второй степени от $\Delta \lambda_T$ в виде:

$$T = f(\Delta\lambda_T, c_2, c_1, c_0) = c_2 \cdot (\Delta\lambda_T)^2 + c_1 \cdot \Delta\lambda_T + c_0.$$
⁽²⁾

На смещение центральной длины волны датчика давления оказывает влияние не только действие самого давления на датчик давления, но оказывает влияние температура самого датчика давления. Для учета влияния температуры на датчик давления предположим, что в соотношении (1) коэффициенты a_i , $i = \{0, 1, 2, 3\}$ зависят от температуры. Причем, эта зависимость имеет вид (2). То есть, соотношение (1) справедливо будет переписать в виде (3):

$$P = F(\Delta\lambda_P, a_k) = a_3(t) \cdot (\Delta\lambda_P)^3 + a_2(t) \cdot (\Delta\lambda_P)^2 + a_1(t) \cdot \Delta\lambda_P + a_0(t), \qquad (3)$$

где

$$a_n(t) = c_{2,n} (\Delta \lambda_T)^2 + c_{1,n} \Delta \lambda_T + c_{0,n} \quad .$$
(4)

В результате получаем зависимость давления от смещения центральных длин волн датчиков температуры и давления $(\Delta \lambda_T, \Delta \lambda_P)$ в виде:

$$P = F(\Delta\lambda_T, \Delta\lambda_P, c_{m,n}) = \sum_{m=0}^{2} \sum_{n=0}^{3} c_{m,n} \cdot (\Delta\lambda_T)^m \cdot (\Delta\lambda_P)^n .$$
(5)

Раскроем двойную сумму в соотношении (5):

$$P = F(\Delta\lambda_T, \Delta\lambda_P) = \begin{cases} c_{2,3} \cdot \Delta\lambda_T^2 \cdot \Delta\lambda_P^3 + c_{2,2} \cdot \Delta\lambda_T^2 \cdot \Delta\lambda_P^2 + c_{2,1} \cdot \Delta\lambda_T^2 \cdot \Delta\lambda_P \\ + c_{2,0} \cdot \Delta\lambda_T^2 + c_{1,3} \cdot \Delta\lambda_T \cdot \Delta\lambda_P^3 + c_{1,2} \cdot \Delta\lambda_T \cdot \Delta\lambda_P^2 \\ + c_{1,1} \cdot \Delta\lambda_T \cdot \Delta\lambda_P + c_{1,0} \cdot \Delta\lambda_T + c_{0,3} \cdot \Delta\lambda_P^3 \\ + c_{0,2} \cdot \Delta\lambda_P^2 + c_{0,1} \cdot \Delta\lambda_P + c_{0,0} \end{cases}$$
(6)

Дальнейшие преобразования имеют громоздкий характер и для упрощения их записи в соотношении (6), сделаем замену переменных $x = \Delta \lambda_T$, $y = \Delta \lambda_P$. В результате, получим частный случай полинома пятой степени относительно *x* и *y* для аппроксимации давления через смещения центральных длин волн датчиков температуры и давления ($x = \Delta \lambda_T$, $y = \Delta \lambda_P$):

$$P = F(x, y, b_k) = \begin{cases} c_{2,3} \cdot x^2 \cdot y^3 + c_{2,2} \cdot x^2 \cdot y^2 + c_{2,1} \cdot x^2 \cdot y^1 + c_{2,0} \cdot x^2 + c_{1,3} \cdot x \cdot y^3 + c_{1,2} \cdot x \cdot y^2 + c_{1,1} \cdot x \cdot y^1 + c_{1,0} \cdot x + c_{1,0} \cdot x + c_{1,0} \cdot x + c_{1,0} \cdot y^3 + c_{0,2} \cdot y^2 + c_{0,1} \cdot y + c_{0,0} \end{cases}$$
(7)

В соотношении (7) *х* и *у* представляют собой смещения центральных длин волн датчиков температуры и давления, а коэффициенты $\{c_{m,n}\}, m = \{2, 1, 0\}, n = \{3, 2, 1, 0\}$ находятся из условий калибровки датчика давления. Калибровка датчика давления заключается в нахождении неизвестных коэффициентов аппроксимирующей поверхности (7) из условий минимальных отклонений контрольных измерений для совмещенных датчиков давления и температуры от аппроксимирующей поверхности (7). Искомыми переменными являются коэффициенты $\{c_{m,n}\}, m = \{2, 1, 0\}, n = \{3, 2, 1, 0\}$. Для нахождения коэффициентов $\{c_{m,n}\}, m = \{2, 1, 0\}, n = \{3, 2, 1, 0\}$. Для нахождения коэффициентов $\{c_{m,n}\}, m = \{2, 1, 0\}, n = \{3, 2, 1, 0\}$ используем метод наименьших квадратов, так, чтобы поверхность (7) максимально точно описывала поведение датчика давления при различных наборах температуры и давления. Метод наименьших квадратов состоит в том, чтобы найти такие коэффициенты $\{c_{m,n}\}, m = \{2, 1, 0\}, n = \{3, 2, 1, 0\}, n =$

$$\Phi = \sum_{i=1}^{N} (P - P_i)^2 = \sum_{i=1}^{N} (F(x, y, c_{m,n}) - P_i)^2 \to \min.$$
(8)

В соотношении (8) суммирование *m*, *n* не ведется. Значения смещения центральных длин волн для датчиков давления и температуры и величины давления, являются известными. В исходных данных известные смещения длин волн и давление определяется исходным набором контрольных измерений $\{\Delta\lambda_{Ti}, \Delta\lambda_{Pi}, T_i, P_i\}$, $i = \overline{1, N}$, или в терминах замены переменных $\{x_i, y_i, T_i, P_i\}$, $i = \overline{1, N}$.

Поставленные задачи калибровки и предложенный вариант их решения с помощью метода наименьших квадратов позволят создать базу для метрологического обеспечения комплексных систем внутрискважинной телеметрии, основанных на нелинейных рефлектометрических эффектах, а также в системах распределенной акустической сенсорики и точечных системах измерения давления с компенсацией температурных изменений.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации в рамках проектной части государственного задания, выполняемых ФГБОУ ВО «КНИТУ-КАИ» (программа «Радиофотоника», задание 3.1962.2014К).

Датчик магнитного поля на основе волоконной решетки Брэгга для измерения частоты вращения вала электродвигателя

М.В. Дашков¹, Е.В. Дмитриев^{1,*}, Г.И. Леонович², В.С. Казакевич^{2,3}, В.И. Чепурнов²

¹ Поволжский государственный университет телекоммуникаций и информатики ²Самарский университет ³Самарский филиал Физического института им. П.Н. Лебедева Российской Академии Наук *E-mail: <u>nio@psati.ru</u>

В настоящее время волоконно-оптические датчики на основе волоконных решеток Брэгга (ВРБ) получили широкое применение для измерения физических величин в различных приложениях. Отличительной особенностью использования ВРБ в качестве сенсора заключаются в том, что информация об измеряемом параметре содержится в длине волны отраженного излучения. Это позволяет обеспечить достаточно высокую точность измерения, хотя и приводит к усложнению опрашивающего устройства [1]. Кроме того, к основным преимуществам датчиков на основе ВРБ следует отнести возможность мультиплексирования, высокую чувствительность и малые габариты. Кроме традиционных контролируемых параметров таких, как температура, давление, перемещение на основе ВРБ могут быть реализованы сенсоры магнитного поля. Например, известны конструкции на основе магнитострикционных стержней [1], магнитных сплавов с памятью формы [2] и магнитострикционных композитов [3,4].

В данной работе рассмотрена возможность использование датчика магнитного поля на основе ВРБ для измерения частоты вращения вала электродвигателя. В качестве чувствительного элемента используется ВРБ, записанная в стандартном телекоммуникационном одномодовом оптическом волокне с номинальной длиной волны 1535 нм и шириной спектра 0.23 нм. Для обеспечения чувствительности к магнитному полю на участок с ВБР нанесено покрытие из магнитного эластомера, разработанного на кафедре радиофизики, полупроводниковой микро- и наноэлектроники Самарского университета. Под воздействием продольного магнитного поля магнитный эластомер испытывает растяжение, которое приводит к деформации волокна с ВБР и сдвигу брэгговской длины волны.



Рис. 1. Чувствительный элемент

Структурная схема экспериментальной установки представлена на рис. 2. На вал электродвигателя с контролируемой скоростью вращения устанавливался диск с размещенными по периметру неодимовыми магнитами. Датчик располагался таким образом, чтобы чувствительный элемент при вращении диска был расположен в непосредственной близости от магнитов (в данном эксперименте зазор составлял 5 мм). Для опроса датчика использовался широкополосный источник излучения на основе усиленного спонтанного излучения эрбиевого волокна и интеррогатор Ibsen Photonics I-MON 512 USB 2.0.



Рис. 2. Экспериментальная установка

В результате для исследуемого образца в среднем смещение длины волны ВРБ под действием магнитного поля составило 4-5 пм.

Максимальная частота опроса интеррогатора согласно технических характеристик составляет 3 кГц, однако в реальной схеме максимальная измеряемая частота будет определяться требуемым временем экспозиции, зависящим от мощности излучения на приеме. Таким образом, кроме механических характеристик датчика максимальная частота будет определяться параметрами источника излучения, коэффициентом отражения и шириной спектра ВРБ, а также затуханием оптического тракта.

Для используемого в работе оборудования была продемонстрирована возможность измерения частоты вращения вала до 7200 об/мин.

- [1] Rajan G. OpticalFiberSensors: Advanced Techniques and Applications (Devices, Circuits, and Systems). Boca Raton, FL, USA, CRC Press, Taylor & Francis, 2015. 575 p.
- [2] C. Ambrosino, P. Capoluongo et al. IEEE Sensors Journal 7, 228-229 (2007).
- [3] K. de Morais Sousa, R. Zandonayet al. *Journal of Microwaves, Optoelectronics and Electromagnetic Applications* **13**, SI-1-SI-9 (2014).
- [4] Sully M.M. Quintero, Arthur M.B. Braga et al. Sensors 10, 8119-8128 (2010).

Анализ помехоустойчивости алгоритмов цифровой обработки сигналов когерентного оптического демодулятора

В.А. Бурдин, И.В. Григоров^{*}, В.Г. Карташевский, Л.В. Адамович

Поволжский государственный университет телекоммуникаций и информатики, Самара *E-mail: <u>igor_grigorov@mail.ru</u>

На современных магистральных волоконно-оптических линиях передачи (ВОЛП) информации со скоростями до 100 Гбит/с в расчете на одну оптическую несущую, применяют форматы модуляции DP-QPSK, 16QAM и др., корректирующие коды, когерентный прием и цифровую обработку сигналов на приеме [1, 2]. При этом предварительно возможно использование методов электронной компенсации хроматической дисперсии и специальных алгоритмов компенсации нелинейных искажений с применением нелинейных фильтров Шрёдингера (НФШ) [3, 4].

Оптические каналы относятся к каналам с памятью [5]. Известно, что для таких каналов оптимальным методом демодуляции сигналов является алгоритм Витерби [5-7], основным недостатком которого является его большая вычислительная сложность. В качестве более простой альтернативы ему можно использовать алгоритм «прием в целом с поэлементным принятием решения» (ПЦППР), который применялся ранее в основном в радиоканалах [8]. В работе [9] показано, что возможно его применение и для оптических каналов когерентных волоконно-оптических систем передачи (ВОСП). Здесь рассмотрен алгоритм ПЦППР и его возможности, по сравнению с алгоритмом Витерби, для цифровой обработки сигналов в оптических каналах ВОСП и приводятся результаты сравнительного моделирования.

В данном докладе описываются результаты моделирования двух относительно простых алгоритмов демодуляции – ПЦППР и алгоритма с использованием НФШ.

- Kaminow I., Li T., Willner A. E. Optical Fiber Telecommunications Volume VIB, Sixth Edition: Systems and Networks (Optics and Photonics) Hardcover – May 27, 2013
- [2] Листвин В., Трещиков В. DWDM-системы/Техносфера, 2015.- 296 с.
- [3] Бурдин В.А. Компенсация хроматической дисперсии на регенерационных участках линий передачи сетей связи [Текст] / В.А. Бурдин // Электросвязь. 2006 N 7. С. 28-33.
- [4] Бурдин, В.А., И.В. Григоров. Электронная компенсация в волоконно-оптических линиях передачи на основе нелинейных фазовых фильтров // Т-Сотт. Телекоммуникации и транспорт. 2013. № 5. С. 18-24.
- [5] Savory S.J. Digital filters for coherent optical receivers//Optical Express, vol. 16(2), 2008.
- [6] Витерби А.Д., Омура Дж. К. Принципы цифровой связи и кодирования. М.: Радио и связь, 1982. – 536 с.
- [7] Optical realization of Viterbi decoder for communication network//2 April 2007 / Vol. 15, No. 7 / OPTICS EXPRESS 3635-3649
- [8] Патент РФ №832763, 1993. Способ демодуляции дискретных сигналов / Д.Д. Кловский, Б.И. Николаев, В.Г. Карташевский. – Опубл. в БИ №19, 1981.
- [9] Карташевский В.Г., Андреев В.А., Бурдин В.А., Григоров И.В. Алгоритм «прием в целом с поэлементным принятием решения» и его приложения для высокоскоростных волоконно-оптических линий передачи. Физика волновых процессов и радиотехнические системы, том 18, №3, ч. 2, 2015, с. 70-75.

Формирование чистых однофотонных состояний для приложений квантовых коммуникаций с помощью генерации неклассических световых полей в фотонно-кристаллических волокнах

И.З. Латыпов^{1,2}, А.Г. Шмелев^{1,2}, <u>А.А. Талипов</u>^{1,*}

¹Казанский национальный исследовательский технический университет имени А.Н.Туполева, Казанский квантовый центр "КАИ-Квант" ²Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского ^{*}E-mail: aatalipov@kai.ru

Исследование возможности генерации чистых однофотонных состояний необходимо в ряде приложений: квантовые вычислительные схемы [1], квантовая криптография [2], протоколы квантовых коммуникаций [3], квантовая метрология и т.д. Однофотонные волновые пакеты могут быть получены с [4] использованием генерации пар посредством спонтанного параметрического рассеяния или спонтанного четырехволнового смешения [5]. Сформированные фотоны как правило, не будут в чистом состоянии, и необходимо устранить все корреляции в каждой степени свободы фотонной пары, то есть, сделать двухфотонное состояние факторизуемым В [6]. противном случае сгенерированные фотоны будут в смешанном состоянии, и, следовательно, непригодны для использования в "квантовых логических воротах". Принцип генерации однофотонных состояний основан на детектировании первого фотона (холостой), предвещающего наличие второго фотона (сигнального) на выходе однофотонного источника [7, 8]. Для большинства задач требуются узкополосные однофотонные импульсы [9]. В работе [10] показана генерация узкополосных коррелированных пар фотонов в процессе спонтанного параметрического рассеяния света в резонаторе, а в работе [11] исследованы узкополосные источники однофотонных импульсов на основе спонтанного параметрического рассеяния в примесных нелинейных кристаллах. Тем не менее, потребность в создании широкополосных однофотонных источников возрастает с каждым годом. В работе [12] была экспериментально реализована квантовая память на центрах окраски в алмазах, эффективно работающая на широкополосных импульсах. Кроме того, генерация спектрально ограниченных широкополосных однофотонных импульсов позволяет увеличить скорость генерации фотонов за счет короткой длительности.

Существуют различные современные методы генерации фотонных пар для формирования чистых однофотонных состояний на основе применения микроструктурированных световодов [13-15]. Обычно фотонные пары. сгенерированные при спонтанных процессах, имеют значительные спектральные и пространственные корреляции из-за ограничений сохранения энергии и импульса, что является типичным в параметрической нелинейной оптике. Пространственные корреляции могут быть сведены к минимуму с помощью этих методов. Устранение частотной корреляции между сигнальным и холостым фотоном заключается в подборе параметров нелинейной среды и лазерной накачки для получения специальных условий синхронизма для фотона накачки, сигнального и холостого фотона. Фотонно-кристаллические волокна обладают большим потенциалом для создания таких условий при накачке спектральноограниченными лазерными импульсами [16].

В работе [13] предложенный метод основывается на использовании эффекта спонтанного четырехволнового смешения и ФКВ. Для проведения исследований на основе данных проведенного моделирования выбрано 40 см. фотоннокристаллическое волокно NL-1.8-750, имеющее нулевую дисперсию групповой скорости на 750 нм. и 1110 нм. Значение чистоты однофотонного состояния в проведенных экспериментах достигает 85,9 ± 1,6 %. Измеренное значение чистоты однофотонных состояний ограничено длиной используемого микро структурированного световода. Данные моделирования дают основание полагать что при длине ФКВ 100 м. значение чистоты однофотонного состояния может достигать 98.5%. В работе [14] представленный метод по факторизации двухфотонных состояний света также базируется на использовании спонтанного четырех волнового смешения и микроструктурированном световоде. Общая эффективность сбора сигнального и холостого фотонов составила 0,21 и 0,18 соответственно. Проведенные измерения учитывают различные виды потерь: поглощение в ФКВ, передача блокирующий фильтров (81% и 65%) и дихроичного зеркала, соединение с одномодовыми волокнами, эффективность детекторов (59% и 40% соответственно). Работа [15] посвящена нахождению путей устранения спектральной корреляции и определению условий получения однофотонных состояний.

Эффективность приготовления однофотонных состояний сильно зависит как от параметров нелинейной среды, так и от параметров импульсов накачки. Повысить яркость и эффективность однофотонного источника за счет использования импульсов фемтосекундной длительности [17,18]. Появляется возможность генерации широкополосных однофотонных состояний, распространяющихся в среде с нулевой дисперсией, получения высокой скорости генерации однофотонных состояний за счет короткой длительности импульсов, удобство согласования мод с оптоволоконными сетями и интегральной оптикой.

- [1] E. Knill, et al, *Nature* 409, 46–52 (2001)
- [2] A.K. Ekert, et al, *Phys. Rev. Lett.* 69, 1293 (1992)
- [3] T. Nagata, et al, Science. 316, 726–729 (2007)
- [4] M.W. Mitchell, et al, *Nature (London)* 429, 161 (2004)
- [5] S.E. Harris, et al, Phys. Rev. Lett. 18, 732–734 (1967)
- [6] A.B. U'Ren, et al, *Laser Phys.*15, 146–161 (2005)
- [7] Д.Н. Клышко, et al, Квантовая электроника 4, 1056 (1977)
- [8] C.K. Hong, et al, Phys. Rev. Lett. 56, 58 (1986)
- [9] T. Jennewein, et al, Journal of Modern Optics vol. 58 № 3, 276–287 (2011)
- [10] И.З. Латыпов, и др., Известия РАН, сер. физ. 73 № 12, 1768–1773 (2009)
- [11] И.З. Латыпов, и др., Оптический журнал 81 № 8, 5–9 (2014)
- [12] D.G. England, et al, *PRL* 114, 053602 (2015)
- [13] K. Garay-Palmett, et al, *Optics Express* vol. 15 № 22, 14870–14886 (2007)
- [14] O. Cohen, et al, Phys. Rev. Lett. 102, 123603 (2009)
- [15] M. Halder, et al, *Optics Express* vol. 17 № 6, 4670-4676 (2009)
- [16] А.М. Желтиков, Успехи Физических наук 177 № 7, 737-762 (2007)
- [17] А.Г. Шмелев, и др., Квантовая электроника 42 № 4, 332–336 (2012)
- [18] A.G. Shmelev, et al, Applied Physics Letters vol. 100 № 4, 081904 (2012)

Исследование электрохимических характеристик поверхности магниевого сплава, полученной в результате лазерного резания

А.С. Кондрашина^{1,2,*}, Д.С. Яцко¹

¹Институт автоматики и процессов управления ДВО РАН, г. Владивосток ²Дальневосточный федеральный университет, г. Владивосток *E-mail: <u>kondrashina.alex@gmail.com</u>

Магний и его сплавы представляют собой привлекательный материал для многих областей промышленности благодаря своему малому весу, высокой прочности и хорошей текучести при литье. Данные свойства особенно востребованы в судостроении, автомобильной и аэрокосмической промышленности, так как соотношение вес/прочность является решающим параметром для подобных производств. Сплавы магния являются перспективной заменой для сплавов алюминия и листового материала из низкоуглеродистой стали [1].

Однако, использование магния и его сплавов ограниченно из-за низкой коррозионной стойкости этих материалов. На сегодняшний день активно ведутся исследования с целью улучшения коррозионной стойкости магниевых сплавов путем модификации поверхности, в том числе при помощи лазерного излучения [2].

В процессе резки металлических материалов при помощи лазера на краях и углах реза образуются области механического напряжения, которое является причиной повышенной коррозионной активности. Также причиной повышенной коррозионной активности могут быть различного рода неоднородности, образующиеся на поверхности металла.

В данной работе была исследована коррозионная стойкость поверхности магниевого спала, полученная в результате лазерного резания. Так как коррозия представляет собой электрохимический процесс, для определения основных характеристик были использованы электрохимические методы. Образцы для исследований были получены в результате резки магниевого сплава МЛ5 толщиной 15 мм с использованием волоконного лазера мощностью 1000 Вт (длина волны $\lambda = 1.065$ мкм), в качестве режущего газа был использован аргон.

Электрохимические характеристики образцов области реза сравнивались с образцами магниевого сплава, не подвергавшегося воздействию лазерного излучения. Исследования проводились в среде 3 %-ного масс. раствора хлорида натрия.

Для сравнения коррозионной активности, были измерены плотности тока и потенциалы коррозии образцов потенциодинамическим методом. Полученные потенциодинамические кривые были использованы для определения плотности тока и потенциала коррозии методом экстраполяции Тафеля линейного участка катодной кривой. На Рис. 1 изображена характерная для магниевого сплава МЛ5 картина поляризации.



хлорида натрия.

Исследования показали, что средняя величина плотности тока коррозии области реза равна 6035 мкА/мм², в то время как плотность тока коррозии основного сплава была определена как 1810 мкА/мм². Увеличение тока коррозии в 3,3 раза свидетельствует о том, что данные участки будут проявлять большую активность как при коррозии в процессе эксплуатации, так и при нанесении покрытий электрохимическими методами. Повышение коррозионной активности также может быть связано с дефектами поверхности сплава, приобретенными в процессе резки. Таким образом, при использовании данного метода резки требуется дополнительная обработка краевых участков.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 15-12-00032), а также Министерства образования и науки Российской Федерации (постановление П218, договор № 02.G25.31.0116 от 14.08.2014 г. между Открытым акционерным обществом «Центр судоремонта "Дальзавод"» и Министерством образования и науки Российской Федерации).

- [1] M.K. Kulekci, International Journal of Advanced Manufacturing Technology 39, 851–865 (2008)
- [2] J.D. Majumdar, I. Manna, Corrosion Prevention of Magnesium Alloys, Woodhead Publishing Limited, UK: 2013, p. 562

Концепция волоконного доплеровского метеолидара для определения характеристик ветра

А.И. Гришин¹, Г.Г. Матвиенко^{1,2}, <u>С.В. Яковлев</u>^{1,2,*}

¹ Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН, Томск ²Национальный исследовательский Томский государственный университет, Томск ^{*}E-mail: ysv@iao.ru

В работе предложена концепция ветрового доплеровского метеолидара с опорной волной, формируемой из части усиленного излучения узкополосного, одночастотного задающего генератора, пропускаемого через оптоволоконную кольцевую линию задержки и не имеющего в своей структуре гетеродина. Впервые реализовать такую схему было предложено в работах [1,2]. Основная идея, изложенная в данных работах, заключалась в отводе опорного сигнала в оптоволоконную кольцевую линию задержки (ОКЛЗ) и формировании импульсной опорной волны. Но реализация данных схем по отношению к ветровым лидарам имела некоторые существенные недостатки, такие как короткие ОКЛЗ, «частокольная» амплитудная модуляция опорной волны.

Схема лидарного стенда приведена на рисунке 1. Узкополосный, одночастотный задающий генератор с выходной мощностью 40 мВт R конфигурации с имеющимся волоконным усилителем 2 (работающим при номинальной входной мощности 10-50 мВт и выходной мощностью до 5 Вт) макет лабораторный доплеровского позволяет создать метеолидара с использованием в схеме установки оптоволоконных элементов, в частности ОКЛЗ. позволяющей обойти дорогостоящую схему гетеродинного детектирования, использующуюся в настоящее время в доплеровских когерентных лидарах для определения направления и радиальной составляющей скорости ветра. В данном задающем генераторе используется одночастотный волоконный лазерный модуль со следующими характеристиками: выбор длины волны в диапазоне 1535-1585 нм (стандартная 1550,12 нм), ширина линии 0,1 кГц, качество пучка M²< 1,05. Вывод излучения осуществляется через волокно. Также возможно осуществление дополнительной опции, такой как возможность быстрой модуляции частоты генерации с помощью пьезоэлектрической настройки. Часть мощности отводится в ОКЛЗ 8 и покидает ее в форме непрерывной опорной волны, которая далее сдвигается по частоте акустооптическим модулятором 10 с функцией сдвига частоты.

При избранной топологии оптоволоконного тракта лидара зондирующие импульсы обеспечивают равномерное временное распределение энергии импульса в зондируемом объеме атмосферы, что нереализуемо классическими когерентными лидарами с зондирующими импульсами с гауссовыми временными профилями, а опорная волна является квазинепрерывной, но лишена «частокольной» амплитудной модуляции, характерной для схем, предложенных в [1,2]. Также стоит отметить, что спектральному сдвигу подвергается не мощная зондирующая волна, а слабо мощная опорная, что в свою очередь позволяет многократно снизить требования к пропускной мощности акустооптического модулятора.



Рис. 2. Схема волоконного доплеровского лидара: 1 – узкополосный задающий генератор (λ = 1550,12 нм); 2 – волоконный усилитель; 3 – персональный компьютер; 4 и 11 – оптоволоконные разветвители; 5 – приемопередающая оптическая антенна; 6 – волоконный коллиматор; 7 – фокусер; 8 –ОКЛЗ (включая оптоволоконные разветвители); 9 – контроллер поляризации; 10 – акустооптический модулятор; 12 – фотодетектор; 13 – АЦП; 14 – персональный компьютер.

Литература

A. A. Dorrington, R. Künnemeyer, and P. M. Danehy, *Appl. Opt.* 40, 3076–3081 (2001)
 Shen, Jyi-Lai, *International Journal of Infrared and Millimeter Wave* 27, 753-766 (2006)

Перестройка периода голографической решётки путем вращения двухлучевого интерферометра

В.Д. Угожаев

Институт автоматики и электрометрии СО РАН, Новосибирск E-mail: <u>vdu@iae.nsk.su</u>

В данном сообщении представлены свойства двухлучевого интерферометра, предназначенного для формирования голографических дифракционных решеток (ГДР), период которых можно непрерывно перестраивать в широком интервале, вращая интерферометр совместно со светочувствительным элементом относительно неподвижного источника коллимированного светового пучка (далее исходный пучок) [1-4]. Ось вращения ориентируется перпендикулярно плоскости падения исходного пучка. Эффективная реализация вращательной перестройки достигается при условии, что, во-первых, светоделительный элемент исполняется зеркально-симметричным относительно плоскости встроенного в него светоделительного зеркала и, во-вторых, все оптические элементы на пути парциальных пучков, образованных на светоделительном зеркале, располагаются зеркальносимметрично относительно той же плоскости. Вследствие этого система парциальных пучков оказываются также симметричной относительно той же плоскости, что дает нулевую разность хода по их осям при любом угле схождения. Период ГДР варьируется путем изменение угла схождения, линейно связанного с изменяемым при вращении углом падения исходного пучка.

Простейшая конфигурация [1] такого интерферометра построена на единственном оптическом элементе — светоделительном кубике. Он совмещает в себе обе функции по обработке исходного пучка: расщепление его на два парциальных и сведе́ние их на светочувствительном элементе под заданным углом схождения. Область применения такого интерферометра лежит в интервале малых значений угла схождения, не более 60–70°. Его основные достоинства — это исключительная простота оптической схемы, компактность и виброустойчивость.

Диапазон изменения угла схождения удается расширить вплоть до предельно больших значений (180°) с помощью двух неподвижных зеркал, установленных на пути парциальных пучков симметрично относительно плоскости светоделительного зеркала. В работах [2] и [3] рассмотрены две подобные конфигурации: на основе светоделительного кубика [2] и оптического блока из двух плоскопараллельных пластин с встроенным между ними светоделительным зеркалом [3]. Оба интерферометра близки по своим характеристикам. Первый применим во всем диапазоне угла схождения от 0 до 180°, второй предпочтителен для углов схождения более 60° благодаря широкой апертуре в этой части диапазона.

Общим признаком всех описанных выше приборов [1–3] является расположение оси вращения вблизи входной поверхности светоделительного элемента с целью минимизации сужения апертуры. Это ведет к перемещению интерференционной картины вдоль плоскости светоделительного зеркала при вращении интерферометра и, как следствие, к аналогичному перемещению светочувствительного элемента. С точки зрения упрощения конструкции прибора и облегчения его эксплуатации представляет интерес возможность исключить линейное перемещение, оставив только функционально значимое вращательное движение. Один из вариантов такого решения с неподвижным светочувствительным элементом рассмотрен в [4] и является предметом обсуждения в данном сообщении.



Ход световых пучков показан на оптической схеме интерферометра. Парциальные пучки 2.1 и 2.2, образованные на светоделительном зеркале светоделительного кубика 3 из исходного пучка 1, по выходе отражаются от неподвижных зеркал 4.1 и 4.2 соответственно и взаимно перекрываются вблизи неподвижного светоделительного элемента 5. Ось вращения Z размещается на таком расстоянии T от светоделитель-

ного кубика 3, чтобы условие $L \approx \tilde{L}$ выполнялось на всем протяжении перемещения исходного пучка 1 от ребра C₁ до ребра C₄ вследствие вращения по часовой стрелке. В этом случае угол падения θ увеличивается от нижнего граничного значения θ_1 до верхнего θ_2 , соответственно увеличивается и половинный угол схождения $\alpha = \theta + 2\xi + 45^\circ$ — от α_1 до α_2 . На графике показаны зависимости

нижней α_1 (кривые 7, 6 и 5) и верхней α_2 (кривые 1, 2 и 3) границ диапазона перестройки угла α , а также ширина этого диапазона $\Delta \alpha = \alpha_2 - \alpha_1$ (кривые 8, 9 и10) от угла падения θ_0 соответственно для трех значений расстояния *H* между зеркалами 4.1 и 4.2: $\sqrt{2}A$, 2 *A* и 3*A*. Нулевыми индексами отмечаются параметры базового положения исходного пучка, в котором расстояние *L* достигает своего максимального значения L_0 . Штриховая линия 4 — зависимость $\alpha_0(\theta_0)$ — выявляет приблизительную симметрию данного



диапазона относительно базового угла α_0 . Видно, что с увеличением расстояния *H* ширина диапазона $\Delta \alpha$ сужается; ее наибольшее значение лежит около 25°. Диаметр исходного пучка может достигать значения около 0,3*A*.

Проведенное исследование позволяет создать компактный, виброустойчивый, удобный в эксплуатации двухлучевой интерферометр с перестраиваемым в широком диапазоне угле схождения парциальных пучков, который может получить применение для записи голографических дифракционных решеток, формирования брэгговских зеркал и селекторов в волоконных лазерах, создания периодических структур различной размерности (одно-, двух- и трехмерных), реализации Фурье-спектрометров, в фотолитографии и в других областях.

- [1] С.Л. Микерин, В.Д. Угожаев, Оптика и спектроскопия 111, 1019–1025 (2011)
- [2] С.Л. Микерин, В.Д. Угожаев, Автометрия 48, 20-32 (2012)
- [3] С.Л. Микерин, В.Д. Угожаев, Автометрия 50, 110-120 (2014)
- [4] В.Д. Угожаев, Автометрия 52, 57-65 (2016)

Оценки нестабильности параметров автоколебаний в волоконных лазерах с микро – оптомеханическими резонансными структурами

<u>Ф.А. Егоров</u>^{*}, В.Т. Потапов

ФИРЭ им. В.А. Котельникова РАН ^{*}E-mail: <u>egorov-fedor@mail.ru</u>

В волоконных лазерах (ВЛ) с микрооптомеханическими резонансными структурами (МОМРС) в условиях резонанса $f_{rel.} \approx f$ возможны явления синхронизации и автоколебания с частотой (F), определяемой, в основном, собственной частотой микроосциллятора $F = (1 + \alpha)f$, $\alpha << 1$, что может использоваться для управления параметрами лазерного излучения и создания автогенераторных волоконно-оптических датчиков (ВОД) [1] ($f, f_{rel.}$ – собственная частота микроосциллятора и релаксационных колебаний в ВЛ). Частота автоколебаний в лазерной системе ВЛ-МОМРС зависит от многих факторов (как и в любом автогенераторе): внешних воздействий; окружающих условий; флуктуаций параметров системы (лазерного резонатора, активной среды, микроосциллятора); процессов «старения», релаксации в материале и др., определяющих и ограничивающих характеристики устройств на основе ВЛ-МОМРС.

Эксперимент и численное моделирование автоколебаний в ВЛ-МОМРС показывают, что одним из важных источников нестабильности автоколебаний являются флуктуации мощности накачки $\left(\frac{\Delta P_p}{P_p}\right)$, так, в (Er : Yb) ВЛ–МОМРС для обеспечения стабильности $\left|\frac{\Delta F}{F}\right| \leq 10^{-5}$ флуктуации накачки следует уменьшить, по крайней мере, до уровня $\frac{\Delta P_p}{\overline{P_p}} \leq 5 \cdot 10^{-2}$, $\overline{P_p}$ – порог автоколебаний (второй лазерный порог).

В настоящей работе предложен и реализован метод автоматической стабилизации мощности излучения накачки ВЛ-МОМРС, основанный на использовании нелинейных свойств тонких пленок двуокиси ванадия (VO_2), обусловленных фазовым переходом (ФП) полупроводник (П) – металл (М), индуцированным излучением накачки. Значительное изменение оптических характеристик VO_2 при ФППМ [2,3] позволяет (с учетом интерференции) в широких пределах варьировать оптические свойства тонких пленок VO_2 . В пленочной структуре действуют одновременно два механизма модуляции излучения: амплитудный – связанный с равномерным изменением коэффициента пропускания (отражения) и пространственный – за счет изменения поперечного профиля распределения П(М) фазы, что позволяет получить нелинейные интегральные коэффициенты пропускания, приводящие, в частности, к зависимости $P_{\rm вых}(P_{\rm вx})$, представленной на рис.1.

Схема лазерной системы (Er : Yb) ВЛ-МОМРС с волоконно-оптическим стабилизатором мощности накачки (СМН) представлена на рис.1. Эрбийиттербиевый волоконный лазер реализован с помощью «GTW» структуры («двойки») с (Er : Yb) активным кварцевым световодом длиной 0,8 м, накачка которого осуществляется излучением $\lambda_p = 976$ nm в многомодовую оболочку. Предполагается, что СМН находится рядом с ВЛ-МОМРС и в ходе эксплуатации не подвергается влиянию факторов, модулирующих потери (в отличие от ОК). Оценки быстродействия СМН, определяемого временем тепловой релаксации, составляют $\tau_{\Phi\Pi} \simeq 10^{-3}$ сек, так что стабилизация мощности накачки имеет место при частотах модуляции $f \leq 1 \, kHz$.

Примечательно, что предложенный метод обеспечивает возможности: регулировки значения стабилизируемой (рабочей) мощности ($P_{p,cT}$) за счет изменения теплоотдачи от пленки VO_2 ; стабилизации мощности накачки также на других длинах волн (в пределах окна прозрачности ОК), например, на характерных линиях $\lambda_p = 790$; 808; 1260; 1480 nm.



Рис.1. Схема автогенератора (ВЛ-МОМРС): СМН – стабилизатор мощности накачки ($MMF - VO_2 - MMF$, пленка VO_2 на слюде); ОК – оптический кабель; ВРМ – многомодовый волоконный разветвитель; M_1 – полупрозрачное зеркало резонатора ВЛ; LD_p – лазерный диод накачки, $FD_{P,S}$ – фотодиоды.

Экспериментальные данные, полученные в нормальных (лабораторных) условиях показывают, что в рассматриваемых ВЛ-МОМРС при весьма умеренной добротности микроосциллятора $Q \gtrsim 100$ достижима стабильность частоты автоколебаний (по данным наблюдений в течении 2-х часов), по крайней мере, не хуже $\left|\frac{\Delta F}{F}\right| \approx 2 \cdot 10^{-6}$ (при времени «усреднения» $\tau = 10$ сек), что открывает возможности для создания высокоточных резонансных ВОД с большим динамическим диапазоном измерений.

- [1] Егоров Ф.А., Потапов В.Т., Мелькумов М.А. и др., *Письма в ЖТФ* 42, №10, 9-16 (2016)
- [2] А.А. Бугаев, Б.П. Захарченя, Ф.А. Чудновский. Фазовый переход металл полупроводник и его применение, *Л.: Наука*, 1979. 183 с.
- [3] Егоров Ф.А., Темиров Ю.Ш., Соколовский А.А. и др., *Письма в ЖТФ* 9, 81-86 (1991)

Установка на основе волоконного пикосекундного лазера и ее применение для измерений быстродействия приемников лазерного излучения

И.В. Волков*, И.С. Королев, Н.П. Хатырев, А.А. Щербина

ФГУП Всероссийский научно-исследовательский инстиут оптико-физических измерений *E-mail: <u>i.volkov@vniiofi.ru</u>

В настоящее время широко распространены системы, генерирующие сверхкороткие импульсы лазерного излучения. К их числу относятся спутниковые лазерные телекоммуникационное дальномеры, лидары, оборудование и другие виды техники. В диапазоне наиболее коротких длительностей лазерных импульсов (от десятков пикосекунд до десятков фемтосекунд) приемники излучения работают на пределе или даже за пределом своего временного разрешения. Быстродействие приемников в этих случаях становится критически важной характеристикой. Критерием быстродействия приемников обычно служит время нарастания переходной характеристики между уровнями 0,1 и 0,9 от амплитуды импульса при воздействии лазерного импульса, имеющего ступенчатую форму. При этом время нарастания переднего фронта ступенчатого импульса должно быть по крайней мере не более 0,3 от ожидаемого времени нарастания переходной характеристики измеряемого приемника[1]. быстродействия приемников излучения для Альтернативным критерием импульсных лазерных систем является длительность импульсной характеристики. Она представляет собой длительность выходного импульса приемника по уровню 0,5 от амплитудного значения при подаче на его вход сверхкороткого лазерного импульса, моделирующего дельта-функцию Дирака. В данном случае нас фактически интересует лишь длительность лазерного импульса. Она должна быть значительно меньше ожидаемой длительности импульсной характеристики приемника. Получить оценку сверху длительности сверхкоротких лазерных импульсов можно с помощью автокорреляторов, широко используемых для этих целей [2]. В данной работе исследованна возможность реализации метода измерений быстродействия приемников излучения по параметру длительности импульсной характеристики с помощью созданной экспериментальной измерительной установки (Рис.1). В её составе волоконно-оптический лазер, генерирующий пикосекундные импульсы с частотой повторения 50 МГц со средней мощностью излучения 1,5 мВт на длине волны 1,03 мкм. При создании и использовании этой установки особое внимание уделялось предотвращению насыщения фотодиодов и обеспечению стабильности и плавности регулирования частоты повторения импульсов, длительность которых контролировалась с помощью автокоррелятора и составляла в ходе эксперимента 2,97 пс \pm 0,28 пс.



Рис.1. Внешний вид пикосекундной волоконной лазерной установки 1 – блок питания, 2 – источник накачки, 3 – волоконный циркулятор, 4 – волоконная брэгговская решётка, 5 – пассивное волокно, 6 – активное волокно, легированное эрбием, 7 – зеркало с насыщающимся поглотителем, 8 – волоконный делитель (90/10), 9 – исследуемый фотоприемник (ФД1), подключенный с осциллографу, 10 – оптический тестер (ваттметр), подключенный вместо автокоррелятора /фотодиода синхронизации (ФД2).



Рис.2. Осциллограмма со стробоскопического осциллографа для фотодиода ФД1 со временем отклика 20 пс.

Таким образом продемонстрирована возможность измерений длительности импульсной характеристики по времени отклика ФД1 на входной пикосекундный импульсный сигнал. Волоконные лазеры в отличие от твердотельных лазеров [3,4] имеют меньший объём, более простую и стабильную конструкцию. Это имеет первостепенное значение для измерений быстродействия приемников лазерного излучения, как в условиях их производства, так и в условиях эксплуатации. Результаты работы могут быть использованы при создании эталонной установки для измерений быстродействия приемников импульсного излучения, включая приемные тракты лазерных дальномеров пикосекундного диапазона. Полученные результаты позволяют сделать вывод о возможности и необходимости соответствующих изменений в стандарте [1] для случая быстродействующих приемников излучения.

- [1] ГОСТ 17772-88 "Приемники излучения полупроводниковые фотоэлектрические и фотоприемные устройства Методы измерения фотоэлектрических параметров и определения характеристик", Издательство стандартов, Москва, (1988), 64 с
- [2] П. Г. Крюков, Квантовая электроника, 31, номер 2, 95-119 (2001)
- [3] А.И. Поврозин, И.Н.Онищенко и др., доклады конференции "Метрология-2014", Харьков, 8-11(2014)
- [4] В.Ф. Кабанов, В.Ф. Литвинов и др., Квантовая электроника, 1, номер 2, 420-422(1974)

Волоконный отражательный интерферометр на поврежденном зеркале

<u>В.С. Терентьев</u>^{*}, В.А. Симонов

Институт автоматики и электрометрии CO PAH ^{*}E-mail: <u>terentyev@iae.nsk.su</u>

Отражательные многолучевые интерферометры (ОИ) [1] – это интерферометры с двухзеркальным резонатором, аналогичным интерферометру Фабри-Перо. Как известно, спектральное пропускание ИФП имеет вид функции Эйри (узкие спектральные полосы высокого пропускания и широкие – низкого пропускания), в отражении же – все наоборот, что затрудняет использовать ИФП без дополнительных оптических элементов в качестве селектора продольных мод в лазерных резонаторах из-за широкополосного отражения назад.

ОИ может иметь спектральную форму полос в отражении аналогичную ИФП в пропускании из-за использования в переднем зеркале ОИ поглощающего или рассеивающего свет элемента, что делает переднее зеркало сильно асимметричным по коэффициенту отражения для бегущей световой волны: он очень мал со стороны источника света и близок к единице со стороны, обращенной в резонатор. Форма полос ОИ в отражении более сложная и в общем случае она асимметрична. Ранее ОИ применялись для селекции мод газовых лазеров с объемными резонаторами [2].

Существенное преимущество ОИ не только перед ИФП, но и, возможно, перед другими методами селекции мод, состоит в том, что при работе в отраженном свете имеется возможность, используя ОИ в качестве одного из зеркал в линейном резонаторе лазера, на порядки уменьшать длину резонатора, тем самым увеличивая частотное расстояние между собственными модами. Последнее дает возможность получать генерацию на одной продольной моде даже при сравнительно скромных селектирующих возможностях ОИ [3]. Применение ОИ В волоконной оптике дает возможность получать перестраиваемые в широком спектральном диапазоне (>100 нм) лазерные источники, генерирующие одну продольную моду.

Сравнительно недавно начаты работы по внедрению технологии ОИ в волоконную оптику и создан волоконный прототип ОИ в одномодовом волокне для использования в спектральном диапазоне 1500-1600 нм [4]. Недостаток такого варианта волоконного ОИ состоит в том, что его работа основана на омическом поглощении света в этой пленке, что ограничивает лучевую стойкость переднего зеркала всего несколькими миливаттами.

Для уменьшения тепловой нагрузки были предложены варианты волоконных ОИ [5, 6], в которых не вся энергия омически поглощается в пленке, но часть рассеивается за счет дифракции на структуре в составе переднего зеркала.

На данный момент дифракционные варианты волоконных ОИ являются наиболее перспективными с точки зрения получения приемлемых мощностей генерации в волоконных лазерах. Однако, технология создания дифракционных согласованных структур в волоконных устройствах еще не разработана, несмотря на попытки [7]. В данной работе демонстрируется, что существует возможность практически изготовить дифракционный аналог волоконного ОИ. Это

Материалы Российского семинара по волоконным лазерам 2016

доказывают экспериментальные результаты, полученные с поврежденным зеркалом.

На рис. 1а представлена схема волоконного ОИ, собранного на основе ферул и центрирующей цилиндрической пружины в одномодовом волокне SMF-28е. Зеркала $M_{1,2}$ имели коэффициент отражения около 70%. Переднее зеркало M_1 было повреждено при столкновении ферул и случайным образом отслоилось в области световедущей сердцевины (рис. 1б). В результате в отражении от такого ОИ получен спектр (рис. 1в), который имеет характерный асимметричный профиль и узкие пики.



Рис. 1. (а) – схема волоконного ОИ, (б) – фотография поврежденного зеркала на торце, (в) – спектр отражения волоконного ОИ.

В то же время у профиля достаточно плохой контраст. Однако и такой профиль может быть использован, например, для мультиволновой генерации в волоконных лазерах, так как имеет достаточно высокую остроту пиков. Стоит сказать о низкой воспроизводимости эксперимента из-за случайности факторов образования согласованной дифракционной структуры.

- [1] Ю.В. Троицкий. "Многолучевые интерферометры отраженного света". // Новосибирск: Наука, 1985. 208 с.
- [2] Ю.В. Троицкий. «Одночастотная генерация в газовых лазерах». // Новосибирск: Наука, 1975. 159 с.
- [3] В.С. Терентьев, В.А. Симонов, Квантовая Электроника, 2013, т.43, №8, с.706–710.
- [4] V.S. Terentyev, V.A. Simonov, and S.A. Babin, Optic Express, 2016, V. 24, No. 5, p. 4512-4518.
- [5] В.С.Терентьев, Автометрия, 2012, т.48, №4, с.41-54.
- [6] В.С.Терентьев, В.А.Симонов, Квантовая электроника, 2016, т.46, №2, с.142-146.
- [7] V.S.Terentiev, A.V.Dostovalov and V.A.Simonov, Laser Physics, v.23 (2013) 085108 (5pp).

Материалы Российского семинара по волоконным лазерам 2016

Секция 4-1 «Применения волоконных лазеров: связь»

Проектирование высокоскоростных когерентных систем связи

В.А. Конышев^{1,3}, **О.Е.** Наний^{1,2}, <u>В.Н. Трещиков</u>^{1,*}

¹ООО «Т8 НТЦ», Москва ²Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва ³ИИЕТ РАН, Москва ^{*}E-mail: <u>yt@t8.ru</u>

Скоростные когерентные системы связи стремительно развиваются. В 2013-2014 гг. в мире были массово внедрены системы со скоростью100 Гбит/с на оптическую несущую (100G), в 2015 г. появились коммерческие системы со скоростью 200 Гбит/с на несущую (200G), в 2017 г. анонсировано появление коммерческих систем со скоростью 400 Гбит/с на несущую (400G). Соответственно, развиваются и методы проектирования DWDM-систем связи.

Важным отличием скоростных когерентных систем с цифровой обработкой сигнала является возможность цифровой компенсации дисперсии при обработке сигнала приёмником. Это позволяет передавать высокоскоростной сигнал в линии связи без использования компенсаторов дисперсии. В таких некомпенсированных линиях происходит накопление меньшей величины нелинейных искажений сигнала, чем в линиях с компенсацией дисперсии [1, 2].

Одной из основных задач при проектировании DWDM-системы является расчет оптимальных входных мощностей на входе в каждый пролёт. Традиционно применяются различные методы оптимизации DWDM-систем: максимизация запаса по отношению сигнал-шум (OSNR margin), минимизация уровня битовых ошибок (BER). Каждый из них имеет свои преимущества и недостатки. Активно разрабатываются новые подходы, с целью объединить преимущества традиционных методов и избавиться от их недостатков [3].

Наиболее сложной задачей является расчет нелинейных искажений (шумов, согласно GN-модели) в многопролётной линии связи. Они зависят от многих характеристик линии: длин пролётов, затухания в волокне, мощности и дисперсии на входе в каждый пролёт, количества и типа передаваемых каналов, используемого частотного плана и защитных интервалов и др. Разработка методики расчёта является сложной научно-технической задачей, в которую входит, в том числе, экспериментальное исследование разнообразных конфигураций линии. Большая работа в этом направлении проводится в научно-исследовательском отделе компании T8 [2-4].

- Vacondio F, Rival O, Simonneau C, Grellier E, Bononi A, Lorcy L, Antona J-C and Bigo S. On nonlinear distortions of highly dispersive optical coherent systems // Optics Express. 2012. Vol. 20. No. 2. P. 1022–1032.
- [2] Konyshev V.A., Leonov A.V., Nanii O.E., Novikov A.G., Treshchikov V.N., Ubaydullaev R.R. Accumulation of nonlinear noise in coherent communication lines without dispersion compensation // Optics communications. 2015. № 349. P. 19–23.
- [3] Konyshev V.A., Leonov A.V., Nanii O.E., Treshchikov V.N., Ubaydullaev R.R. New method to obtain optimum performance for 100 Gb/s multi-span fiber optic lines // Optics communications. 2015. № 355. P. 279–284.
- [4] Konyshev V.A., Leonov A.V., Nanii O.E., Novikov A.G., Treshchikov V.N., Ubaydullaev R.R. Correlation of nonlinear noises from different spans in 100 Gb/s multi-span fiber optic lines // *Optics communications*. 2016. Accepted.

Экстремальные явления в когерентных оптических системах связи

С.А. Деревянко¹, <u>А.А. Редюк</u>^{2,3,*}, С.С. Вергелес^{4,5}, С.К. Турицын^{3,6}

¹Университет имени Бен-Гуриона в Негеве, Беэр-Шева, Израиль ²Институт вычислительных технологий СО РАН, Новосибирск ³Новосибирский государственный университет, Новосибирск ⁴Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау РАН, Москва ⁵Московский физико-технический институт, Долгопрудный ⁶Институт фотонных технологий, Университет Астона, Бирмингем, Великобритания ^{*}E-mail: <u>alexey.redyuk@gmail.com</u>

Статистические свойства оптического информационного сигнала, который может быть рассмотрен как вероятностный процесс в силу случайности переносимой информации и перекрытия большого числа соседних импульсов, могут оказывать существенное влияние на характер его распространение по оптическому волокну. В случае, если распределение мощности сигнала характеризуется высокой частотой возникновения больших флуктуаций (по сравнению со средним уровнем мощности), то распространение сигнала становится чувствительным к нелинейным свойствам канала и нелинейным устройствам, используемым при обработке сигнала.

В последнее время опубликовано большое количество работ, посвящённых изучению аналогий между волнами в гидродинамике и оптике, в которых особое внимание уделяется так называемым оптическим волнам-убийцам [1,2]. Во многих практических задачах из области фотоники именно нелинейность играет ключевую роль в образовании статистически редких волн высокой амплитуды в различных физических системах. Однако, существуют полностью линейные механизмы образования подобных волн-убийц [3]. Данные механизмы основаны на дисперсионных свойствах среды распространения и статистически редком совпадении фаз, приводящем к возникновению высокоамплитудного линейного волнового пакета. Это явление особо актуально для современных когерентных оптических систем связи без промежуточной оптической компенсации дисперсии, использующих фазу сигнала для кодирования информации.

В данной работе проведена аналогия между линейным распространением фазово-модулированной последовательности оптических импульсов вдоль волокна и дифракционной оптикой, а также применены подходы, изначально разработанные в задачах визуализации в рассеивающих средах [4]. В результате получен описан прямой метод нахождения начальных «опасных» И последовательностей кодированных по фазе символов, приводящих К возникновению локализованных волн высокой мощности при заданной дистанции распространения по оптическому волокну. На примере широко используемого в телекоммуникации метода мультиплексирования сигнала с ортогональным частотным разделением каналов получены точные аналитические выражения формы возникающей волны аномальной амплитуды и выполнено численное исследование её пространственно-временной динамики. С помощью математического моделирования изучено влияние нелинейных эффектов канала на линейный процесс возникновения и распространения исследуемых волнубийц. Кроме того, на примере фиксированной когерентной линии связи получена оценка потери качества принятого сигнала вследствие его нелинейного искажения при возникновении волны аномальной амплитуды.

Идеи, описанные в данной работе, могут быть применены с незначительными модификациями к любому существующему формату модуляции сигнала, используемому на сегодняшний день в оптической связи. Это, в свою очередь, имеет широкую область применения при разработке эффективных методов кодирования сигнала для исключения или уменьшения вероятности появления «опасных» всплесков мощности в когерентных оптических системах связи.

Исследование выполнено при финансовой поддержке гранта ведущих научных школ (НШ-9161.2016.9), а также при поддержке гранта Президента Российской Федерации (МК-9240.2016.9).

- [1] C. Kharif, E. Pelinovsky, and A. Slunyaev, Rogue waves in the ocean (Springer-Verlag, 2009)
- [2] N. Akhmediev, J. M. Dudley et al, J. Opt. 15, 060201 (2013)
- [3] S. Vergeles and S. K. Turitsyn, *Phys. Rev.* A 83, 061801(R) (2011)
- [4] I. M. Vellekoop and A. P. Mosk, Opt. Lett. 32, 2309–2311 (2007)

SOFDM - солитонное мультиплексирование с ортогональным частотным разделением

<u>Л.Л. Фрумин</u>^{1,2,*}, А.А. Гелаш^{2,3}, С.К. Турицын^{2,4}

¹Институт автоматики и электрометрии СО РАН, Новосибирск ²Новосибирский государственный университет ³Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск ⁴Aston University, UK ^{*}E-mail: lfrumin@iae.nsk.su

Идея использования солитонных импульсов в качестве носителей информации была предложена в начале 90-х годов, когда главным методом кодировки данных была модуляция интенсивности и прямое детектирование оптического сигнала [1]. Однако в последнее десятилетие солитонная технология была менее популярна в связи с развитием других методов передачи данных, таких как плотное спектральное мультиплексирование, использование когерентного детектирования сигнала, методов коррекции ошибок и других подходов. Недавний прогресс в использовании оптической фазы для кодировки информации и соответствующих многоуровневых форматов модуляции позволяет рассмотреть солитоны для передачи данных в совершенно другом контексте.

Предлагаемый ниже подход, основанный на схеме ортогонального частотного мультиплексирования (OFDM) и названный SOFDM (Solitonic OFDM), позволяет применить для кодирования и декодирования информации алгоритмы быстрого преобразования Фурье. Основная идея SOFDM состоит в том, что цифровая информация кодируется путем модуляции параметров общего *N*-солитонного решения нелинейного уравнения Шредингера. Для того чтобы воспользоваться схемой OFDM выбираются специальные *N*-солитонные решения, у которых комплексные собственные числа $\varsigma_n = \omega_n + iA$, имеют разные мнимые части (частоты ω_n), но одинаковую вещественную часть - амплитуду *A*. При этом кодирование и декодирование информации можно выполнить с помощью сочетания алгоритмов прямого и обратного быстрого преобразования Фурье: FFT/IFFT, а на этапе back propogation – обращения решения нелинейного уравнения Шредингера – современные алгоритмы прямого и обратного и обратного преобразования Фурье: NFT/INFT.

В случае дискретного спектра ядро $\Omega_N(0,t)$ интегральных уравнений Гельфанда – Левитана – Марченко (ГЛМ), соответствующее *N*-солитонному решению в начале линии, можно представить в виде суммы по собственным числам ζ_n системы Захарова-Шабата [2]: $\Omega_N(0,t) = \sum_{n=1}^N h_n \exp(-i\zeta_n t)$. Эта сумма напоминает конечный ряд Фурье. Отличие состоит в том, что ζ_n представляют собой комплексные величины. Если теперь все собственные числа ζ_n выбрать с одинаковой мнимой частью Im $(\zeta_n) = A$, то мы получим конечный ряд Фурье, с точностью до экспоненциального множителя: $\Omega_N(0,t) = e^{At} \sum_{n=1}^N h_n \exp(-i\omega_n t)$.

Чтобы применить схему ОФДМ, на конечном временном интервале T_s вводится дискретное время $t_m = T_s / N(m-1), m = 1,...,N$. Ортогональность Фурье - гармоник обеспечивается условием: $t_m \omega_n = 2\pi mn / N, m, n = 1,...,N$. Аналогично «обычному» линейному OFDM, быстрое преобразование Фурье позволяет эффективно находить модулированные амплитуды h_n всего за $O(N \ln N)$ арифметических операций с помощью быстрого преобразования Фурье: $h_n = \text{FFT}[\Omega_N(0,t_m)Exp(-At_m)]$. Для комплексных амплитуд h_n удобно принять следующую нормировку: $h_n = 2A\exp(i\theta_n + \delta_n)$. При этом параметры θ_n, δ_n соответствуют фазе и временному сдвигу *n*-го одиночного солитона, на которые со временем асимптотически распадается *N*-солитонное решение. Именно эти величины используются в предлагаемом подходе для передачи информации по оптической линии. В качестве сигнала, несущего информацию, в линию передается *N*солитонное решение $u_N(0,t_m)$, которое находится по заданному ядру $\Omega_N(0,t)$ путем решения обратной задачи рассеяния для системы Захарова-Шабата с помощью обратного нелинейного преобразования Фурье: $u_N(0,t_m) = \text{INFT}[\Omega_N(0,t_n)]$.

Метод SOFDM был проверен в серии модельных расчетов для Nсолитонного сигнала. В качестве примера был выбран, метод N-PSK, использующий для кодирования фазовую модуляцию, т.е. использовались только фазы θ_n , а параметры δ_n были фиксированы. Для решения задач рассеяния в расчетах применялись наиболее устойчивые и эффективные алгоритмы NFT - методы теплицева внутреннего обрамления (ТІВ) [3] и метод одевания Захарова – Шабата [4]. Расчеты подтвердили хорошие перспективы SOFDM для телекоммуникационных приложений, хотя скорость передачи информации пока не столь высока как в традиционных подходах. Для оценки нижней границы достижимой спектральной эффективности использовалась асимптотика *N*-солитонного решения в виде суммы N отдельных, не взаимодействующих солитонов. На больших расстояниях эти солитоны асимптотически смещаются на края временного интервала. Для того чтобы все солитоны остались внутри отведенного им временного интервала T_s, длина линии должна быть ограничена величиной $L = T_s^2 / (4\pi N | \beta_2 |)$, где $\beta_2 \approx -21.5 \,\mathrm{ps}^2 \,/\, km$ дисперсионный параметр волокна. Для N=128 и $T_s = 8960 \,\mathrm{ps}$ предельный размер линии составляет L =≈ 2320 km. Для случая 16-PSK, когда каждый солитон «несет» 4 бита информации, скорость передачи по каналу: $V_{b} = 4N/T_{s} = 57$ Gbaud. Для полосы частот $\Delta v = N/T_{s} = 14$ GHz спектральная эффективность может составить SE = $Vb/\Delta v = 4$ bit/s/Hz. Как и в случае с линейным OFDM, временной интервал T, должен включать в себя защитный интервал. В заключение отметим, что в отличие от линейного OFDM в случае SOFDM в интервале не допускается смешение гармоник из соседних информационных посылок, так как нелинейность NFT не позволяет выделить нужный сигнал. Поэтому в случае SOFDM защитный интервал может составлять до 50% и более от полного временного интервала Т_s что уменьшит спектральную эффективность. В заключение, мы предложили новый метод кодировки оптической информации Solitonic OFDM, основанный на использовании N-солитонного решения нелинейного уравнения Шредингера.

- [2] G.L. Lamb, Jr, Elements of soliton theory (Wiley, New York Toronto, 1980).
- [3] L.L. Frumin, O.V. Belai, E.V. Podivilov, et al. J. Opt. Soc. Am. B 32, 290–295 (2015).
- [4] V.E. Zakharov and A.B. Shabat, Functional Analysis and Its Applications 13, 166–174 (1979).

^[1] L.F. Mollenauer and J. P. Gordon, *Solitons in optical fiber: Fundamentals and Applications*, (Elsevier Academic Press, Amsterdam, 2006).

Компенсация нелинейных воздействий на оптический OFDM-сигнал с использованием метода адаптивной модуляции

А.С. Скидин^{1,2}, <u>О.С. Сидельников</u>^{1,2,*}, М.П. Федорук^{1,2}, С.К. Турицын^{1,3}

¹Новосибирский государственный университет, Новосибирск ²Институт вычислительных технологий СО РАН, Новосибирск ³Институт фотонных технологий, Университет Астона, Бирмингем, Великобритания ^{*}E-mail: <u>o.s.sidelnikov@gmail.com</u>

На сегодняшний день одним из главных факторов, ограничивающих пропускную способность волоконно-оптических линий связи, являются нелинейные эффекты, влияние которых на оптический сигнал увеличивается с ростом его мощности [1]. Поскольку рост мощности сигнала является естественным следствием всё более плотного использования полосы пропускания линии связи, проблема компенсации нелинейных воздействий обретает актуальность в контексте современных высокоскоростных линий связи.

В данной работе исследуется проблема влияния нелинейности на распространение OFDM-сигнала в волоконно-оптических линиях связи [2], который является одной из наиболее востребованных технологий мультиплексирования сигнала в линиях связи с терабитной скоростью передачи данных. Каждый из частотных OFDM-каналов (суперканал) делится на множество подканалов; в данной работе исследован сигнал с количеством подканалов от 100 до 500; в качестве формата модуляции для подканала был выбран формат 16-QAM (quadrature amplitude modulation – квадратурная амплитудная модуляция).

Используемая в работе система передачи данных схематически изображена на рисунке 1. Линия передачи состоит из 10 пролетов по 100 км каждый. В конце каждого пролета все потери идеально компенсируются с помощью оптических усилителей EDFA.



Рисунок 1 – Схема исследуемой линии

Распространение сигнала по оптическому волокну описывается нелинейным уравнением Шредингера:

$$\frac{\partial A}{\partial z} = -\frac{\alpha}{2}A - i\frac{\beta_2}{2}\frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + i\gamma |A|^2 A,$$

где A(z,t) – медленно меняющаяся огибающая оптического сигнала, α потери волокна, β_2 – хроматическая дисперсия, γ – нелинейность волокна. Данное уравнение решалось численно с помощью симметричного метода Фурье расщепления по физическим процессам.

Поскольку при использовании формата 16-QAM различные 4-битовые последовательности преобразуются в сигналы с различной мощностью, то разные последовательности данных в разной степени подвержены нелинейным воздействиям. Предполагалось, что символы с наибольшей мощностью, т.е. те,

которые расположены на внешнем круге сигнального созвездия 16-QAM, будут в силу нелинейности передаваться с большим числом ошибок по сравнению с символами из внутреннего «круга» сигнального созвездия, в которых за счёт меньшей мощности будет меньше ошибок. При этом, как показали численные эксперименты, соотношение между символьными ошибками на разных кругах сигнального созвездия зависит не только от мощности различных сигналов, но и от количества используемых подканалов, как показано на рисунке 2a.



Рисунок 2 – Зависимость количества символьных ошибок от числа используемых подканалов (a), зависимость степени снижения ошибок γ=SER_C/SER₀ от избыточности, вносимой адаптивным модулятором в сообщение (б).

Как можно видеть, на количестве подканалов до 200 количество ошибок для различных последовательностей существенно отличается; чтобы использовать данный эффект с целью снижения ошибок, был разработан адаптивный модулятор, который позволяет минимизировать частоту ошибок посредством снижения в передаваемой последовательности данных количества составляющих с большой мощностью, т.е. символов из внешнего «круга» сигнального созвездия 16-QAM.

На рисунке 26 показаны результаты применения адаптивного модулятора для кодирования OFDM-сигнала с различным числом подканалов. Эффективность модулятора оценивалась как степень снижения ошибок в сообщении γ =SER_C/SER₀, равная отношению частоты ошибок в закодированных данных к исходной частоте ошибок.

Как можно видеть, использование адаптивного модулятора позволяет сущесвенно снизить частоту ошибок при относительно небольшой избыточности для OFDM-суперканалов, состоящих от 100 до 500 подканалов.

Работа была выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки (проект RFMEFI57814X0029), гранта ведущих научных школ НШ-9161.2016.9, а также при поддержке гранта Президента Российской Федерации (МК-9240.2016.9).

- [1] Agrawal G. P. Nonlinear fiber optics, 4th ed. Academic press, 2007, 539 c.
- [2] J. Armstrong, J. Lightwave Technology 27, 189-204 (2009).

Пропускная способность линий связи с конечной нелинейной памятью

Е.Г. Шапиро,^{1,2} Д.А. Шапиро^{1,2}

¹Институт автоматики и электрометрии СО РАН, Новосибирск ²Новосибирский государственный университет, Новосибирск *E-mail: e.shapiro@iae.nsk.su

Взаимная информация [1] дискретного инвариантного по времени канала с памятью задается формулой

 $I(X;Y) = \lim_{N \to \infty} \frac{1}{N} I(X_1, \dots, X_N; Y_1, \dots, Y_N),$

где $(X_1, ..., X_N)$ и $(Y_1, ..., Y_N)$ являются входной и выходной последовательностями символов, соответственно. Символы X_i , i = 1, ..., N случайно и независимо выбраны из алфавита $\{x_1, ..., x_n\}$, q_i - вероятность x_i . Значения выходных символов Y_i , j = 1, ..., N принадлежат множеству $\{y_1, ..., y_m\}$.

Рассмотрим битовый интервал с номером k, пусть $X_k = x_i$. Мы предполагаем, что вероятность регистрации на приемном устройстве $Y_k = y_j$ зависит от передаваемого значения x_i , а также значений ближайших соседних битов X_{k-1} и X_{k+1} . Пропускную способность канала определяют как верхнюю границу взаимной информации, оптимизация выполняется по набору вероятностей q_i .

Одним из приближений канала с конечной памятью является линейный гауссов канал без памяти с ограничением мощности сигнала, в котором влияние памяти рассматривается как дополнительный кубический шум. Дисперсия этого канала задается формулой $\tilde{\sigma}^2 = \sigma^2 + \mu P^3$, где $P = \langle X_k^2 \rangle$ – усредненная символьная мощность, μ – параметр памяти, зависящий от дизайна линии связи.

В данной работе мы сравнили это приближение с каналом, в котором присутствует эффект памяти. В рассматриваемой модели вероятность регистрации *y_j* при исходном значении *x_i* задается формулой

$$p_{ji}(x_r, x_l) = \frac{1}{2} \left[\operatorname{erf} \frac{y_j + y_{j+1} - 2x_i}{2\sqrt{\sigma^2 + \mu \left(\frac{x_r^2 + x_i^2 + x_l^2}{3}\right)^3}} - \operatorname{erf} \frac{y_j + y_{j-1} - 2x_i}{2\sqrt{\sigma^2 + \mu \left(\frac{x_r^2 + x_i^2 + x_l^2}{3}\right)^3}} \right].$$

Здесь $X_k = x_i$, $X_{k-1} = x_r$, $X_{k+1} = x_l$, значения входного алфавита заданы формулой $x_i = \Delta x(i-1) - \frac{L_x}{2}$, $[-L_x/2, L_x/2]$ - область изменения значений входного алфавита, $\Delta x = L_x/(n-1)$. Значения выходного алфавита заданы формулой $y_j = \Delta y(j-1) - L_y/2$, $[-L_y/2, L_y/2]$ – область, содержащая $y_1, ..., y_m$, $\Delta y = L_y/(m-1)$, $y_0 = -\infty$, $y_{m+1} = \infty$.

Оба канала показывают сходные зависимости пропускной способности от мощности сигнала P, однако оптимальные наборы вероятностей с точки зрения максимальной взаимной информации различаются. Ниже приведены графики зависимости пропускной способности канала от мощности сигнала P (рис.1) и оптимальные вероятности символов q_i в зависимости от x_i (рис.2).

Здесь $L_x = 6.4$, $L_y = 8$, n = 33, m = 41, $\mu = 0.00675$. Для численного счета мы воспользовались модификацией метода [3] и [2].





Работа поддержана грантом Российского научного фонда №16-11-10133.

- [1] C.E. Shannon, Bell Syst. Tech. J., 27, 379-423, 623-656 (1948).
- [2] S. Arimoto, IEEE Trans. Inf. Theory, 18, 14-20 (1972).
- [3] E.G. Shapiro, D.A. Shapiro, S.K. Turitsyn, Opt. Express, 23, 15119-15133 (2015).

Пространственно-временные световые пули в многоядерных волокнах нерегулярной структуры

<u>О.В. Юшко</u>^{1,2,*}, О.В. Штырина^{1,2}, М.П. Федорук^{1,2}

¹ Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия ² Институт вычислительных технологий СО РАН, Новосибирск, Россия ^{*}E-mail: <u>olesya.yushko@gmail.com</u>

В настоящее время многоядерные волокна являются предметом активных исследований в области телекоммуникационных технологий. Пространственное уплотнение ядер может послужить альтернативой параллельной прокладке волоконных кабелей [1] и стать выходом из современного «нелинейного» кризиса оптоволоконных технологий [2]. Поиск стационарных решений, описывающих распространение электромагнитного поля в подобных структурах является актуальной задачей.

В работе исследуются многоядерные волокна, где под оболочкой расположены N_c сердцевин на периферии и центральное ядро, вносящее нерегулярность в структуру. Для таких типов ядерных волокон распространение поля не может быть описано системой инвариантных уравнений, поэтому существующие методы поиска стационарных решений в подобных задачах не сходятся к локализованному, нетривиальному семейству.

Для описания распространения электромагнитного поля по оптоволокну использовалась система взаимосвязанных нелинейных уравнений Шрёдингера [3]:

$$\begin{cases} \frac{\partial A_0}{\partial z} = -i\frac{\beta_0}{2}\frac{\partial^2 A_0}{\partial t^2} + i\gamma_0 |A_0|^2 A_0 + \sum C_{0i}A_i, \\ \frac{\partial A_1}{\partial z} = -i\frac{\beta_1}{2}\frac{\partial^2 A_1}{\partial t^2} + i\gamma_1 |A_1|^2 A_1 + \sum C_{1i}A_i, \\ \frac{\partial A_{Nc}}{\partial z} = -i\frac{\beta_{Nc}}{2}\frac{\partial^2 A_{Nc}}{\partial t^2} + i\gamma_{Nc} |A_{Nc}|^2 A_{Nc} + \sum C_{Nci}A_i \end{cases}$$

где $A_i(z,t)$ – комплексная огибающая амплитуды поля, t – время, z – расстояние вдоль волокна, β_i – параметр хроматической дисперсии *i*-го ядра, γ_i - параметр нелинейности, C_{ii} - коэффициенты взаимодействия между ядрами волокна. В работе учитывалось взаимодействие только между ближайшими ядрами, поскольку в практическом приложении многоядерных волокон в задачах телекоммуникаций взаимодействие между сердцевинами мало. Для поиска стационарных решений различных семейств было выписано приближенное решение использованием аналитическое с метода неопределенных коэффициентов. Численное решение получено с использованием разработанного двухуровневого итерационного алгоритма. Кроме того, проведен анализ устойчивости решений.

На Рис. 1 представлены результаты численного моделирования: временной профиль мощности электромагнитного поля в центральном световоде и на периферии. Символами показано численное решение, линиями – аналитическое решение. Видно хорошее качественное и количественное согласование. Данный

тип решения относится к семейству локализованных по времени и пространству солитонных импульсов – световых пуль.



Рис.1. Численное и аналитическое решения в (а) центральном ядре и в (б) ядре на периферии, для набора значений параметра λ - константы распространения.

Световая пуля является устойчивым решением согласно критерию Вахитова-Колоколова [4]. При малых мощностях данный тип решения может использоваться для передачи данных в телекоммуникационных системах за счет ослабления связей между соседними ядрами. Полученное аналитическое решение отличается от ранее известного [5] более точным согласованием с численным в области малых значений фазового параметра.

Исследование выполнено при поддержке гранта ведущих научных школ НШ-9161.2016.9.

- [1] D.J. Richardson, J.M. Fini, L.E. Nelson, Nature Photonics 7, 354-362 (2013)
- [2] D.J. Richardson, Science 330, 327-328 (2010)
- [3] Г. Агравал, Нелинейная волоконная оптика, (М: Мир, 1996)
- [4] Н.Г. Вахитов, А.А. Колоколов, Известия высших учебных заведений: Радиофизика 16, 1020-1028 (1973).
- [5] A.B. Aceves, O.V. Shtyrina, A.M. Rubenchik, M.P. Fedoruk, S.K. Turitsyn, *Physical Review A* 91, 033810-033816 (2015).

Расчёт длины пролёта магистрали DWDM при совместной работе усилителей EDFA и Рамана

К.Е. Заславский

Сибирский Государственный университет телекоммуникаций и информатики E-mail: <u>zaslavskyke@mail.ru</u>

В докладе рассматривается участок магистрали когерентной системы со спектральным уплотнением (DWDM),содержащий пролёт ОВ, усилитель Рамана, и усилители EDFA: оконечный (бустер) и предварительный. Приводится вывод соотношения между коэффициентом усиления усилителя Рамана и требуемым значением OSNR_т. Из этого соотношения при заданной мощности накачки можно найти длину пролёта. Если длина пролёта и мощность накачки заданы (что часто возможно при реальном проектировании), из упомянутого соотношения можно найти величину OSNR и сравнить её с OSNR_т.

- [1] Г.Агравал. Нелинейная волоконная оптика. М. : Мир, 1996.- 323с,ил
- [2] В.Н.Листвин, В.Н.Трещиков. DWDM системы: научное издание. –М: Издательский дом «Наука»,2013.

Деградация сигнала в оптических линиях связи с распределенным рамановским усилением, вызванная переносом шумов из накачки в сигнал

<u>Т.М. Федотенко</u>^{1,2,*}, А.Е. Беднякова^{1,2}, М.П. Федорук^{1,2}

¹Новосибирский государственный университет, Новосибирск ²Институт вычислительных технологий СО РАН, Новосибирск ^{*}E-mail: <u>TimofeyFedotenko@gmail.com</u>

Как известно, деградация информационного сигнала при его распространении в линии связи является одним из основных факторов, ограничивающих скорость передачи данных. На практике, любая линия связи вносит искажения в сигнал, которые могут быть компенсированы полностью (дисперсионное уширение) или частично (шум). Источниками искажений, скомпенсировать, которые невозможно полностью являются рэлеевское рассеяние, усиленная спонтанная эмиссия, перенос шумов из накачки в сигнал и нелинейные взаимодействия, такие как четырехволновое смешение [1].

В последнее время было представлено множество работ, посвященных как численному [2-3], так и аналитическому [4] исследованию переноса шумов из накачки в сигнал в рамановских волоконных лазерах и усилителях. Однако аналитические модели позволяют получить решение только в приближении неистощенной накачки, которое далеко не всегда имеет место в реальных линиях связи. Кроме того, большинство аналитических и численных моделей основаны на балансных уравнениях (уравнениях на среднюю мощность) и не описывают эволюцию сигнала с фазовыми форматами модуляции под влиянием дисперсионных и нелинейных эффектов. Для исследования переноса шумов в рамановских усилителях мы использовали модель, основанную на обобщенном нелинейном уравнении Шредингера (ОНУШ). Данная модель позволяет исследовать распространение сигнала с фазовыми форматами модуляции в рамановском усилителя под влиянием дисперсии и нелинейности.

$$\frac{\partial A}{\partial z} = -\frac{\alpha}{2} A - \frac{i\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3 A}{\partial t^3} + i\gamma \left(1 + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial t}\right) \left(A(z,t) \int_0^\infty R(t') \left|A(z,t-t')\right|^2 dt'\right) + iN(z,t)$$

Построенная модель была применена для исследования деградации сигнала в линии связи с сонаправленным рамановским усилением. Исследуемая схема представлена на рис.1.



Рис. 1. Исследуемая линия связи

Линия связи состоит из участка стандартного одномодового волокна SMF-28, источника накачки на длине волны 1276 нм с мощностью 1-1.5 Вт и сигнала на длине волны 1550 нм. Особенностью исследуемой схемы является то, что сигнал и накачка находятся на расстоянии порядка трех стоксовых сдвигов друг от друга, что приводит к отсутствию взаимодействия между накачкой и сигналом в результате вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР). Отсутствие рамановского усиления позволяет исследовать деградацию сигнала только в результате керровской нелинейности и исключить перенос шумов из накачки в сигнал.

При проведении реального эксперимента было показано, что использование фазовых форматов модуляции приводит к значительной деградации сигнала и увеличению битового коэффициента ошибок уже при небольших длинах распространения (5 -10 км).

В результате численного анализа было продемонстрировано, что не только рамановское рассеяние, но и четырехволновое смешение может инициировать перенос шумов из накачки в сигнал.

Работа была выполнена при финансовой поддержке гранта ведущих научных школ НШ-9161.2016.9.

Литература

[1] C. Headly, G.P. Agrawal, Raman amplification in fiber optical communication systems, 5th ed. Academic press, 2005, 374 p.

- [2] M. Alcón-Camas, J. D. Ania-Castañón, J. Lightwave Technology 27, 189-204 (2009).
- [3] M. Krause, S. Cierullies, H. Renner, Opt. Commun.260, 656 (2006)
- [4] C.R.S. Fludger, V. Handerek, R. J. Mears, J. Lightwave Technol.19, 1140 (2001)

Численные и аналитические методы моделирования распространения оптических импульсов в линии с управлением дисперсией

<u>К.А. Волков</u>^{*}, М.В. Дашков

Поволжский государственный университет телекоммуникаций и информатики *E-mail: <u>volkov_ka_lsits@mail.ru</u>

Для моделирования процессов распространения в волоконно-оптических линиях передачи (ВОЛП) управляемых дисперсией солитонов, как правило, применяют модифицированное нелинейное уравнение Шредингера (МНУШ) с периодически изменяющимися коэффициентами или, как его еще называют, уравнение Габитова-Турицына [1, 2].

$$i\frac{\partial A}{\partial Z} - \frac{\beta_2(Z)}{2}\frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + \gamma \cdot c(Z)|A|^2 A = 0$$

Здесь Z – нормированное расстояние вдоль оптической линии; t – время; $\beta_2(Z)$ – периодическая функция, описывающая изменение параметра дисперсии групповых скоростей; γ – коэффициент Керровской нелинейности, зависящий от Z; c(Z) – периодическая функция, описывающая изменение пиковой мощности импульса между двумя усилителями.

В наиболее общей постановке задачи его решение получают численными методами. В частности, методом разделения по физическим процессам (SSFM -Split Step Fourier Method) [2,3]. Известны приближенные решения МНУШ вариационными методами, полученные в предположении, что форма огибающей импульсов при распространении не изменяется [2, 4]. Известны также периодически аналитические решения МНУШ с изменяющимися коэффициентами, согласно которым в ВОЛП с периодической структурой распространяются солитоноподобные импульсы с огибающей, форма которой описывается также, как и для классического солитона [5-6]. Аналитические решения представляют особый интерес для прикладных задач проектирования ВОЛП, к которым относятся задачи оптимизации схем компенсации дисперсии (дисперсионных карт – ДК). С одной стороны, решения МНУШ, полученные разными методами, поскольку это решения одного и того же уравнения. должны быть в целом согласованы. С другой стороны, поскольку они получены при разных допущениях, они должны расходиться. Представляет интерес анализ оценок степени расхождения результатов, полученных при решении МНУШ разными методами, а также условий их согласования. Попытка такого анализа применительно к задаче моделирования распространения в ВОЛП оптических солитоноподобных импульсов, управляемых дисперсией на плотных ДК (dense dispersion managed solitons – DDMS) предпринята в данной работе.

В качестве параметра сравнения результатов расчета была выбрана среднеквадратическая длительность T_{RMS} оптических импульсов. Сравнение результатов показало, что относительное отклонение T_{RMS} , полученных вариационным методом и аналитическим методом на основе концепции нелинейных волн Блоха, составило не более 4% и 7% соответственно от величины T_{RMS} , полученной SSFM. Учитывая, что аналитическое решение на
основе концепции нелинейных волн Блоха имеет постоянные коэффициенты, был выполнен подбор по методу Нелдера-Мида постоянных коэффициентов, входящих в аналитическое выражение для огибающей, который позволил получить значения коэффициентов, при которых относительное отклонение T_{RMS} , полученное аналитическим методом на основе концепции нелинейных волн Блоха, составило не более 4%. Применение метода Нелдера-Мида при уточнении постоянных коэффициентов аналитический метод на основе концепции в SSFM позволило использовать аналитический метод на основе концепции нелинейных волн Блоха для расчета параметров импульсов в линии с плотным УД.

В докладе также представлены результаты компьютерного моделирования распространения импульсов в ВОЛП с DDMS на основе решения МНУШ методом разделения по физическим процессам, приближений, полученных на основе вариационного подхода, и аналитического решения для тестовых примеров, в которых были рассмотрены симметричные и асимметричные ДК, состоящие из двух и трех сегментов. Результаты моделирования показали, что в первом приближении области изменения параметров ДК, в которых обеспечивается распространение в линиях передачи устойчивых УДС, для импульсов с огибающими, описываемыми функцией Гаусса и функцией гиперболического секанса, совпадают. Таким образом, для решения определенных практических задач достаточно использования приближенных методов решения, которые позволят получить оценки параметров качества передачи информации для рассматриваемого режима работы ВОЛП. Полученные параметры режима работы ВОЛП в случае необходимости могут быть уточнены с применением более строгих решений.

- [1] A. Biswas, D Milovic et al, Mathematical Theory of Dispersion-Managed Optical Solitons, *Springer*, 162 (2010)
- [2] Ю. С. Кившарь, Г. П. Агравал, Оптические солитоны. От волоконных световодов до фотонных кристаллов. *М: Физматлит*, 648 (2005)
- [3] Г. П. Агравал, Нелинейная волоконная оптика. М: Мир, 324 (1996)
- [4] Turitsyn, S.K., Gabitov, I et al, Optics Communications, 151 (1-3), 117-135 (1998)
- [5] В.Н. Серкин, Т.Л. Беляева, Квант. электроника, 31(11), 1007–1015 (2001)
- [6] В.Н. Серкин, Т.Л. Беляева, Квант. электроника, 31(11), 1016–1022 (2001)

Учет нелинейного явления четырехволнового смешивания в WDM-PON сетях

В.А. Варданян

ФГБОУ ВО «СибГУТИ» E-mail: <u>vardgesvardanyan@mail.ru</u>

Рассмотрен участок WDM-PON сети, где размещение оптических каналов по спектру имеет разную конфигурацию. Оценивается влияние продуктов четырехволнового смешивания (ЧВС) на качество передачи сигналов в зависимости от уровня мощности в каналах, от разноса частот и от длины передачи. Приводятся результаты моделирования распределения продуктов ЧВС по спектру в зависимости от количества каналов их частотного разноса. Результаты моделирования показывают, что при равномерном размещении спектральных каналов с разносом $\Delta\lambda$ [1], в наихудшем положении оказывается средний канал (рис. 1).

При неравномерном размещении каналов спектр продуктов ЧВС может принимать многопиковый характер (рис. 2). Рассмотрен случай, где спектральные каналы размещены равномерно в спектральных диапазонах, а между диапазонами существует защитная полоса $\Delta\lambda_g$. Показано, что в этом случае количество нежелательных продуктов ЧВС, попадающих в каналы, уменьшается.

Дается оценка влияния ЧВС на качество передачи сигналов с помощью Q-фактора [2-3]. Расчеты показывают, что превышение уровня оптической мощности в спектральном канале может привести к резкому уменьшению Qфактора из-за ЧВС. Для достоверной передачи данных необходимо ограничивать уровень максимальной мощности в каналах, или увеличивать частотный разнос между каналами, или уменьшать количество каналов.





Исследование Q-фактора на коротких расстояниях передачи (до 20 км) по стандартному одномодовому волокну [4], показывает его осциллирующий характер (рис. 3). Период осцилляции, а также амплитуда осцилляции зависят в основном от разноса частот каналов, от мощности в каналах и типа оптического волокна.



Рис. 3 Зависимость Q-фактора от расстояния передачи для WDM-PON с M=32 каналами при разных значениях разноса частот и уровня мощности в каналах

- [1] ITU-T Recommendation G.694.1.
- [2] Govind P. Agrawal, Lightwave technology: telecommunication Systems. Wiley-Interscience, 2005, 461 p.
- [3] Tomas Shneider. Nonlinear Optic in Telecommunications. Springer, 2004, 415p.
- [4] ITU-T Recommendation G.652

Объединенная сессия семинара и молодежной конференции «Фотоника и оптические технологии»

Использование фотонных технологий в космическом приборостроении

А.А. Романов

AO «Российские космические системы» E-mail: <u>Romanov@spacecorp.ru</u>

В докладе приведен обзор базовых технологий, в которых применяются или потенциально могут быть использованы изделия фотоники и оптоэлектроники для создания целевой и служебной аппаратуры космических аппаратов (КА) навигации, связи и дистанционного зондирования Земли.

Представлен возможный спектр технологических решений, необходимых для обеспечения прецизионного спутникового позиционирования, создания технологий оптической связи, применяемых для обмена информацией на линиях «КА–КА» или «КА–Земля», а также выбора материалов для фотоприемников и измерительных датчиков. Показаны технологические тренды современных и перспективных разработок на базе использования фотонных технологий, обеспечивающих получение рекордных характеристик, соответствующих мировому уровню развития космического приборостроения.

Сформулирована концепция отраслевой программы использования фотонных технологий в интересах космического приборостроения, целью которой является создание ключевых технологий, реализующих принципы оптического преобразования, обработки, передачи и хранения информации, для внедрения в создаваемой перспективной космической служебной и целевой аппаратуре.

Определен набор требований к перспективному оборудованию на базе технологий фотоники и оптоэлектроники, соответствующий и (или) превышающий прогнозируемый мировой уровень, необходимый для получения прорывных характеристик перспективных космических информационных систем.

Ожидается, что применение изделий фотоники в бортовой аппаратуре космических аппаратов позволит снизить:

- вес сигнальных кабельных линий в 20 раз,

- потребление электрической мощности - на 30%-50%,

- скорость обработки информации - в 20-200 раз,

- стоимость изготовления – на 20 – 50 %, а также увеличить срок активного существования космической техники в 1,5-2 раза.

Проведенный анализ перспективных применений изделий фотоники для космического использования позволил идентифицировать критические технологии космической фотоники.

Предложена возможная кооперация по реализации программы, включающая как организации и предприятия ГК «Роскосмос» так и институты системы РАН, а также ВУЗы.

В заключении приводятся основные рекомендации по развитию и интенсификации внедрения фотонных технологий в космической отрасли Российской Федерации.

Тенденции развития когерентных оптических систем связи

О.Е. Наний^{1,2}, <u>**В.Н.** Трещиков</u>^{1,*}

¹ООО «Т8 НТЦ», Москва ²Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва ^{*}E-mail: <u>vt@t8.ru</u>

Тенденции развития когерентных оптических систем связи определяются продолжающимся ростом потребностей в увеличении скорости передачи информации. Основным первичным источником трафика являются персональные электронные устройства со встроенными фото- и видеокамерами, разрешение которых постоянно растёт. Например, по данным МГТС, в 2015 году до 70% трафика в опорной сети МГТС составил видео-стриминг (трансляции с персональных видеокамер в реальном времени) [1]. Вторичный источник трафика – внутренние коммуникации дата-центров, где хранятся пользовательские фото-и видео-файлы.

Рост трафика стимулирует развитие оборудования DWDM-систем, прежде всего, увеличение скорости по одной несущей, а также увеличение количества несущих, передаваемых в одном волокне. С 2013 г. активно внедряются системы со скоростью 100 Гбит/с на несущую (100G), в 2015 г. представлены коммерческие системы со скоростью 200 Гбит/с на несущую (200G), в 2017 г. ожидается появление коммерческих систем со скоростью 400 Гбит/с на несущую (400G). Типовое количество несущих сегодня составляет 80...96 в С-диапазоне.

Увеличение скорости передачи данных по одной оптической несущей (при сохранении занимаемой ей спектральной полосы) достигается, прежде всего, за счет усложнения формата модуляции (увеличения символьной эффективности, т.е. количества бит на 1 символ) [2]. В системах 100G используется формат DP-QPSK (4 бит/символ), в системах 200G и 400G - форматы DP-16QAM (8 бит/символ) и DP-64QAM (12 бит/символ). Ведутся эксперименты с форматами 128QAM и 256QAM. Однако повышение символьной эффективности ведёт к существенному снижению дальности передачи сигнала. Если типичная дальность работы коммерческих систем 100G без регенерации сигнала может достигать нескольких тысяч км, то системы 200G рассчитаны на дальности в диапазоне 300-500 км, а анонсированные системы 400G - 50-100 км. Тем не менее, ведущие производители вкладывают значительные средства в разработку систем со скоростями 200G, 400G и выше по одной несущей. Такие форматы дают заметный выигрыш в скорости передачи информации для коротких линий при фиксированной полосе. На крупнейшей мировой выставке в области волоконнооптической связи ОFC в марте 2016 г. была дана оценка, что до 2020 г. крупнейшие владельцы дата-центров (Facebook, Google, Amazon) будут закупать DWDM-оборудование для организации каналов 200G на \$500 млн в год.

Увеличение скорости передачи данных по одной несущей осуществляется также за счет увеличения символьной скорости в канале связи, хотя это ведёт к расширению занимаемой спектральной полосы [3]. На сегодняшний день, в системах 100G используется символьная скорость 30 Гбод, при этом канал занимает 50 ГГц. В системах 200G и 400G тестируется скорость 45 Гбод, при этом канал занимает 58 ГГц. Ожидается, что следующим шагом в развитии

технологии транспондеров может стать символьная скорость 60 Гбод в полосе 100 ГГц.

Для достижения скорости передачи информации 400 Гбит/с по одной несущей на практике используется как повышение символьной скорости, так и усложнения формата модуляции (например, 60 Гбод и DP-16QAM, или 45 Гбод и DP-64QAM). Увеличение символьной скорости обеспечивает улучшение управляемости сетью, что потенциально может привести к сокращению расхода энергии и занимаемых оборудованием площадей (объемов) в регенерационных пунктах и узлах сети связи. Интенсивные исследования в области разработки транспондеров с символьной скорости 60 Гбод и больше (до 120 Гбод) проводят как производители компонент (транспондеров), так и производители систем связи (Alcatel, Huawey, ZTE).

Потребители услуг связи требуют от операторов связи обеспечения всё больших скоростей на клиентском интерфейсе - 400 Гбит/с на канал, в ближайшей перспективе 1 Тбит/с на канал [4]. Достичь требуемой скорости возможно за счёт распараллеливания высокоскоростного клиентского потока данных по нескольким несущим с более низкой скоростью («суперканал») [5]. Развитие технологий суперканалов – ещё одна тенденция развития современного оборудования когерентных оптических систем связи. В существующем коммерческом оборудовании используются простейшие суперканалы (2 несущие по 200G), в лабораторных системах тестируются разнообразные варианты (например, 10 несущих по 100G и др.).

Российское оборудование, производимое компанией Т8, отвечает мировым тенденциям развития DWDM-систем. В 2016 г. представлена отечественная система со скоростью 200G по одной несущей, которая обеспечивает ёмкость до 2 Тбит/с в одном 1U-устройстве (10 карт с двумя клиентскими портами 100G Ethernet на каждой). Система ориентирована на дата-центры, основным требованием которых является высокая компактность и низкое энергопотребление при как можно большей плотности клиентских портов.

Более дальней перспективой развития когерентных систем оптической связи является расширение используемого спектрального диапазона для увеличения количества несущих, передаваемых в одном волокне, а также технологии формирования спектра каналов для их максимально плотного расположения. Например, добавление L-диапазона и сокращение спектра канала 100G до 33 ГГц позволяет передать в C+L диапазоне до 270 каналов 100G. Ведутся разработки усилителей и для других спектральных диапазонов [6]. Однако для расширения спектрального диапазона на реальных линиях требуется замена усилителей в оптическом тракте, что ограничивает применимость этого решения.

Наконец, активно развиваются технологии пространственного мультиплексирования: новые типы оптических волокон с несколькими сердцевинами и с поддержкой передачи нескольких мод в одной сердцевине [7,8]. Эти технологии позволяют на 1-2 порядка увеличить ёмкость системы связи, но для этого требуется замена оптического волокна в линии, разработка и применение специальных усилителей. Поэтому технологии пространственного мультиплексирования являются более отдалённой перспективой в развитии коммерческих систем связи.

- [1] Леонов А.В., Слепцов М.А., Трещиков В.Н. Системы 200G и 400G для дата-центров // *Технологии и средства связи.* 2016. №2. С. 32-37.
- [2] M. Nakazawa, T. Hirooka, M. Yoshida, K. Kasai. Extremely Higher-Order Modulation Formats // In Optical Fiber Telecommunications VI B: Systems and Networks. Elsevier Inc. – 2013. – P. 297–336.
- [3] Raibon, G. et al. High Symbol Rate Coherent Optical Transmission Systems: 80 and 107 Gbaud // J. Lightwave Technologies. 2014. V. 32. No. 4. P. 824 – 826.
- [4] Xia, T.J., and Wellbrock, G.A. Commercial 100-Gbit/s Coherent Transmission Systems // Optical Fiber Telecommunications VI B: Systems and Networks. I.P. Kaminow, T. Li, and A.E. Willner (editors). Academic (2013).
- [5] Chandrasekhar, S. Advances in Tb/s superchanal / S. Chandrasekhar, X. Liu // in Optical Fiber Telecommunications VI B: Systems and Networks. Elsevier Inc. – 2013. – P. 83 – 120.
- [6] Е.М. Дианов, С.В. Фирстов, В.Ф. Хопин, А.Н. Гурьянов, И.А. Буфетов. Висмутовые волоконные лазеры и усилители, работающие в области 1.3 мкм // Квантовая электроника, 38:7 (2008), 615–617.
- [7] Е.М. Дианов, С.Л. Семёнов, И.А. Буфетов. Новое поколение волоконных световодов // Квантовая электроника, **46**:1 (2016), 1–10.
- [8] K. Igarashi et al. 114 space-division-multiplexed transmission over 9.8-km weakly-coupled-6-mode uncoupled-19-core fibers // Proc. OFC, Th5C2, Los Angeles (2015).

Бриллюэновская фотоника

<u>А.А. Фотиади^{1,2,3,*}</u>, Р. Mégret¹

¹University of Mons, blvd.Dolez, 31, Mons, B-7000 Belgium ²Ульяновский государственный университет, Ульяновск ³Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, С. Петербург ^{*}E-mail: <u>Andrei.Fotiadi@umons.ac.be</u>

В докладе приводится обзор новых средств фотоники, реализуемых путем использования вынужденного рассеяния Мандельштама-Бриллюэна в оптических световодах. Особое внимание уделено анализу новых физических механизмов, ответственных за увеличение эффективности фотон-фононного взаимодействия в волноводных средах и допускающих строгий контроль данного процесса.

Вынужденное рассеяние Мандельштама-Бриллюэна (BPMB), самый низкопороговый нелинейный оптический эффект в оптических стеклах, является результатом резонансного взаимодействия между двумя встречными оптическими волнами и гиперакустической волной. Процесс Бриллюэновского усиления в стандартных волокнах характеризуется однородной линией усиления с полосой ~30 МГц и обладает большим динамическим диапазоном по абсолютному усилению мощности резонансного сигнала. Верхняя граница усиления ~10¹² соответствует развитию ВРМБ из теплового шума при типичной пороговой мощности накачки ~10 мВт на километр телекомовского волокна. Встречный характер ВРМБ приводит к особой пространственно-временной динамике процесса, которая может быть использована для генерации и обработки оптических сигналов (усиления, компрессии, нелинейной фильтрации, генерации гребенчатого спектра). Процесс ВРМБ с высоким коэффициентом усиления реализуется, например, в волоконных Бриллюэновских лазерах при генерации гигантских наносекундных импульсов с рекордным отношением пиковой и средней мощности ~10⁵ [1]. Относительно небольшое Бриллюэновское усиление используется в кольцевых Бриллюэновских лазерах при генерации непрерывного излучения с рекордно узкой спектральной линией <100Гц [2]. ВРМБ с усилением близким к ~1 является типичным режимом в распределенных Бриллюэновских датчиках [3], основанных на измерении частотного сдвига Бриллюэновского резонанса при нагревании или растяжении оптического волокна, связанных с изменением плотности среды.

Динамика процесса ВРМБ становится сложнее, если волноводная среда, в которой происходит рассеяние, является также резонансной для гиперзвука. При этом эласто-механические свойства среды находят отражение в спектрах резонансного усиления. Длина волны звука при ВРМБ примерно в ~ 3 раза короче, чем длина волны излучения накачки, поэтому малые поперечные размеры области локализации световых полей в сердцевине даже стандартного волокна приводят к тому, что возбуждаемый светом звук испытывает заметное дифракционное расплывание на длине ~ 30*мкм*, меньшей, чем длина затухания гиперзвука ~ 50*мкм*. В этих условиях режим распространения гиперзвука в среде волокна оказывает влияние на динамику ВРМБ. Чем меньше область локализации света в волноводе, тем значительнее это влияние. Это хорошо проявляется при ВРМБ в фотонно-кристаллических волокнах. Варьируя их геометрию, можно управлять взаимным распределением как оптических, так и акустических мод внутри волокна, создавая резонансы в области высоких частот (10-20 ГГц) и контролируя эффективность взаимодействия путем регулирования

добротности этих резонансов. Кроме того, в фотонных кристаллических волокнах возможен режим попутного ВРМБ с резонансами на низких частотах (0.1-1 ГГц), обусловленных захватом и генерацией поперечных акустических мод, локализованных в сердцевине волокна [4]. Эффективность генерации поперечных акустических мод, как правило, невелика, но может быть увеличена при импульсном возбуждении ВРМБ с частотой повторения близкой ко времени релаксации поперечного гиперзвука. Такой режим используется в конфигурации полностью оптического аттенюатора, обеспечивающего коэффициент экстинкции на уровне ~20дБ [5].

Процесс ВРМБ в микроволокнах – отрезке волокна с диаметром до 500 нм, подвешенном воздухе, развивается благодаря резонансному взаимодействию с поверхностными акустическими волнами, обеспечивая чувствительность процесса к изменению внешней среды - температуре, давлению, составу окружающей среды, делает возможным создание новых оптических датчиков [6].

Халькогенидные стекла имеют гораздо больший показатель преломления, чем кварцевое стекло, поэтому они позволяют создавать волноводы с субмикронной сердцевиной. Такие структуры, являясь волноводом одновременно для оптических и акустических волн, обеспечивают эффективное ВРМБ с коэффициентом усиления, в ~100 раз превышающим коэффициент усиления для телекомовских волокон. Это делает возможным создание оптических микрочипов, реализующих ВРМБ усиление при длинах взаимодействия в несколько сантиметров и предназначенных для целей микроволновой фотоники – систем генерации, синтеза и анализа радиосигналов [7].

Однако рекордную эффективность процесс ВРМБ имеет в микрорезонаторах, обеспечивающих не только хорошее перекрытие между оптическими и акустической модами, но и обладающими высокодобротными резонансами одновременно для оптических и акустических мод [8]. Это открывает перспективы для дальшей миниатюризации фотонных устройств и новых приложений ВРМБ. Так недавно было предложено использовать попутное ВРМБ в микрорезонаторах для охлаждения оптико-механических устройств (фононная аннигиляция), что является очень перспективным направлением для квантовых измерений [9].

Идеи и механизмы Бриллюэновской фотоники, рассмотренные в докладе, направлены на развитие новых перспективных технологий, которые, несомненно, будут востребованы инженерами мировой оптоэлектроники в ближайшем будущем. Work is supported by Belgian Science Policy (IAP/VII-35) and Ministry of Education and Science of the Russian Federation (14.Z50.31.0015).

- [1] A.A.Fotiadi, P.Mégret, M.Blondel, Opt.Lett., 29, 1078 (2004).
- [2] V.V. Spirin et al., Laser Phys. Lett. 10, 015102 (2013)
- [3] X. Bao and Liang Chen, Photonic Sensors 1, 102 (2011).
- [4] P. Dainese et al., Opt. Express 14, 4141-4150, 2006.).
- [5] M. S. Kang, A. Butsch, and P. St. J. Russell, Nat. Photon 5, 549–553 (2011).
- [6] J.C. Beugnot et al., Nature Communications 5, 5242 (2014).
- [7] B. J. Eggleton, Christopher G. Poulton, and Ravi Pant, Adv. Opt. Photon. 5, 536-587 (2013).
- [8] J. Li, H. Lee and K. J. Vahala, Nature Communications 4, 2097 (2013)
- [9] G. Bahl, M. Tomes, F. Marquardt and T. Carmon, Nat. Phys. 8, 203–207 (2012).

Дистанционно управляемые наноструктурированные объекты для тераностики

Д.А. Горин

Саратовский национальный исследовательский государственный университет Томский национальный исследовательский политехнический университет *E-mail: gorinda@mail.ru*

Тераностика – новое направление медицины, которая использует одни и те же объекты для решения задач диагностики и терапии. Классическим примером таких объектов являются наночастицы магнетита, которые могут использоваться и как контрастный агент для магнитно-резонансной томографии (MPT), так и в качестве агентов для реализации методики гипертермии переменным магнитным полем высокой частоты. Современные объекты тераностики представляют собой мультифункциональные системы, к которым предъявляется целый ряд требований. способность переносить инкапсулированное а именно: 1) биоактивное вещество в необходимой терапевтической дозе; 2) обеспечение целевой или адресной доставки; 3) реализация возможности визуализации данных систем in vivo, используя современные методы диагностики, такие как МРТ, фотоакустика, оптическая когерентная томография (ОСТ); 4) обеспечение сенсорной функции; 5) дистанционное высвобождение инкапсулированнного вещества в заданном месте в заданное время.

Одним из методов, позволяющих создавать такие объекты является метод последовательной адсорбции [1]. Данный метод позволяет формировать планарные слои, структуры ядро- оболочки, микрокапсулы. Реализуемый в методе принцип «снизу-вверх» позволяет варьировать данном состав создаваемых объектов и получать в одном технологическом процессе огромное количество структур ядро- оболочка или микрокапсул, концентрация которых составляет сотни миллионов в мл. Неоспоримым достоинством данного метода является возможность получения наноструктурированных объектов, содержащих наночастицы, обеспечивающие неорганические мультифункциональность, получаемых объектов. Эта особенность совместно с использованием последних достижений биофотоники позволила реализовать требования, предъявляемые к объектам тераностики. Прежде всего это относится к обеспечению целевой или адресной доставки объектов тераностики. Адресная доставка в настоящее время реализуется двумя способами химическим с использованием направляющих белковых молекул и физическим, где используются действие физических полей, например, техника оптического пинцета или градиент магнитного поля. Наличие плазмонно-резонансных наночастиц в структуре ядро-оболочка дает возможность обеспечить возможность их 3D управляемого перемещения в культуральной среде и ее расположение на поверхности фибробласта с помощью метода оптического пинцета [2]. Было установлено, что метод оптического пинцета работает в случае использования прозрачных в оптическом диапазоне ядер диоксида кремния и не работает в случае сильно рассеивающих ватеритных Наличие плазмонно-резонансных частиц серебра или золота на частиц [2]. поверхности диоксида кремния обеспечивает 3D управляемое перемещение структур ядро-облочка [2]. Кроме того, плазмонно-резонансные наночастицы на поверхности структур ядро-оболочка и микрокапсул позволяют из использовать в качестве сенсоров, используя эффект гигантского комбинационного рассеяния.

Так была продемонстрирована возможность использования такого типа ГКР платформ для исследования живой биологической клетки [3], а также материалов, используемых для создания каркасов для инженерии тканей и органов [4]. Наличие упорядоченных углеродных структур (одностенных углеродных трубок) в ГКР платформах позволяет использовать данные структуры для локального измерения температуры [5]. Показана возможность создания ГКР платформ, как на поверхности микронных и субмикронных частиц диоксида кремния [2,3,5], ватерита [4,6], гидроксиапатита [6], а также на поверхности нетканных материалов, полученных методом электроформования [7]. Предложенные сенсоры будет играть важную роль, как для новых систем тераностики. в которых реализованы принцип высвобождение инкапсулированного вещества, например, инсулина, в зависимости от значения параметра, характеризующего физиологическое состояния организма, например, концентрация глюкозы, а также для мониторинга состояния биоитерфейсов, включая границу раздела биологическая ткань/имплант. Показано, что наличие плазмонно-резонансных наночастиц на поверхности структур ядро-оболочка и микрокапсул, позволяет визуализировать их в такой сильно рассеивающей фотоакустическим биологической жидкости, как кровь. методом [8]. Обнаружено, что фотоакустический сигнал от капсул превосходит данный сигнал от структур ядро-оболочка аналогичной структуры и состава. Также была продемонстрирована возможность использования лазерной порации кожи для обеспечения трансдермальной доставки наноструктурированных объектов тераностики [9].

Альтернативный вариант физической адресации связан с использованием градиента магнитного поля для перемещения микрокапсул, содержащих наночастицы магнетита [10]. Наличие наночастиц магнетита изменяет толщину и показатель преломления оболочки полиэлекролитных микрокапсул и как результат увеличивает контраст изображения капсул и обеспечивает их визуализацию методом ОСТ. Получена зависимость скорости перемещения капсул в водно-глицериновой смеси от вязкости при постоянном значении поля. градиента магнитного Значения вязкости водно-глицериновой варьировалось в диапазоне изменения вязкости крови в норме и патологии [10]. Установлено, что контраст МРТ изображения микрокапсул, содержащих наночастицы магнетита, можно изменять варьируя среднее значение между наночастицами магнетита в нанокомпозитной оболочке.

Дальнейшее развитие наноструктурированных систем для тераностики будет связано с применением достижений биофотоники, а именно спайзеров для решения задач визуализации, источников тестирующего излучения для ГКР платформ, а также использование действия импульсных лазеров нано- и высвобождения инкапсулированного фемтосекундной длительности для вещества в заданном месте и в заданное время. Перспективной также является комбинация современных систем доставки лекарств и ГКР сенсоров в одном наноструктурированном объекте, последовательной созданном методом адсорбции [11].

Благодарности

Данная работа была выполнена при частичной поддержки РФФИ (№ 15-29-01172) и правительства РФ (грант №14.Z50.31.0004) и СГУ, а также государственного задания «Наука» (№ 1.1658.2016).

- [1] G. Decher, Science, 277, 1232-1237 (1997)
- [2] I. Stetciura, A. Yashchenok, A. Masic et al, Analyst, 140, 4981-4986 (2015)
- [3] A.Yashchenok, A. Masic, D. Gorin et al, Small, 9, 351-356 (2013)
- [4] I.Y. Stetciura, A.V. Markin, A.N. Ponomarev et al, Langmuir, 29, 4140-4147 (2013)
- [5] A. Yashchenok, A. Masic, D. Gorin et al, *Small*, **11**, 1320–1327 (2015)
- [6] B.V. Parakhonskiy, Yu.I. Svenskaya, A.M. Yashchenok et al, *Colloids Surf B*, **118**, 243-248 (2014)
- [7] A.N. Severyukhina, B.V. Parakhonskiy, E.S. Prikhozhdenko et al, *ACS Appl. Mater. Interfaces*, 7, 15466–15473 (2015)
- [8] A. M. Yashchenok, J.Jose, P. Trochet et al, J. Biophotonics, 1–8, DOI10.1002/jbio.201500293(2016)
- [9] E.A. Genina, Y.I. Svenskaya, I.Yu. Yanina et al, Biomed. Opt. Express, 7(6), 2082-2087 (2016)
- [10] T.A.Kolesnikova, Ga.G. Akchurin, S.A. Portnov et al, Laser Physics Letters, 9, 643-648 (2012)
- [11] I.Y. Stetciura, A.V. Markin, D.N. Bratashov et al, *Cur Opinion in Pharmacology*, 18, 149–158 (2014)

Первые тесты широкополосного лазерного спектрометра среднего ИК диапазона для целей медицинской диагностики

А. Аполонский^{*} и проект BIRD

Людвиг-Максимимилиан университет Мюнхена Институт квантовой оптики Макса Планка, Гархинг, Германия ^{*}E-mail: <u>apolonskiy@lmu.de</u>

В докладе будут представлены последние достижения проекта BIRD (Broadband infrared medical diagnostics) касательно разработки и тестирования лазерного спектрометра среднего ИК диапазона на основе дискового фемтосекундного Yb:YAG лазера. Будет проведено подробное сравнение с результатами, полученными с использованием коммерческого Фурье спектрометра [1].

Все биологические образцы (выдыхаемый воздух, кровь, моча и т .д.) эффективно поглощают в среднем ИК диапазоне, поскольку химические связи этих молекул имеют резонансы в данной области спектра.

Лазерный спектрометр основан на преобразовании широкополосного излучения на длине волны 1 мкм в виде 20-фс импульсов, в 70-фс импульсы среднего ИК диапазона (7-18 мкм) в нелинейном кристалле за счет генерации разностной частоты [2]. Для увеличения динамического диапазона спектрометра используется field-resolved spectroscopy (FRS), в результате чего он превысил 10⁷ (Рис.1) против 10⁴, достигнутого в рамках Фурье спектроскопии.



Рис. 1. Спектр излучения (когерентный суперконтинуум), используемый в лазерном спектрометре.

Есть основания считать, что ранняя малоинвазивная и эффективная (в смысле чувствительности и селективности) медицинская диагностика будет лежать в основе медицины будущего. Основной парадигмой этой медицины будет терапия, изменяющая метаболические процессы в теле в направлении нормы данного индивида. Такая терапия наиболее эффективна на ранней стадии заболевания. В рамках BIRD мы разрабатываем чувствительную ех vitro диагностику биопроб на основе спектроскопии поглощения и FRS, а также in vivo функциональный имиджинг тела и крови. В настоящее время на основе

Фурье-спектроскопии разработаны протоколы, позволяющие статистическое сравнение биопроб, и на их основе достигуты удовлетворительные чувствительность и специфичность на уровне 90% при анализе здоровых индивидов, больных бронхитом и раком легких.

В качестве следующих шагов, в кооперации с НГУ и институтами СО РАН запланирована разработка и использование волоконного лазерного спектрометра среднего ИК диапазона для диагностики биопроб. Схема такого спектрометра будет обсуждена в докладе.

- [1] Fourier transform infrared spectrometry, ed: P. R. Griffiths and J. A. de Haseth, 2nd edition, Wiley (2007).
- [2] I. Pupeza et al. Nat. Phot. 9, 721 (2015).

Волоконные лазеры в Fermi National Accelerator Laboratory

А.А. Сысолятин

Институт общей физики РАН Москва E-mail: <u>alexs@fo.gpi.ru</u>

В настоящее время волоконные лазеры находят широкое применение в физике высоких энергий, в том числе в национальной лаборатории Fermilab, Batavia USA. В процессе анализа экспериментальных данных применяются методы оптической обработки сигналов с использованием специальных световодов. Световоды DVF (dispersion varying fiber) представляют собой одномодовые волоконные световоды, хроматическая дисперсия которых заданным образом изменяется по длине. Световоды этого типа позволяют эффективно управлять параметрами световых импульсов пикосекундной и субпикосекундной длительности (оптических солитонов) во временной и частотной области. Для оптического солитона изменение дисперсии оказывает воздействие на него в такой же мере, как потери или усиление. Оптический солитон среди прочих параметров (длительность, мощность) характеризуется «периодом солитона» с размерностью длины. также Для импульсов длительностью в несколько ps или несколько сот fs эта величина может быть, например, в диапазоне 20-200 метров. Если параметры оптического волновода, в котором распространяется оптический солитон, изменяются с масштабом порядка периода солитона Zo, то в этом случае может иметь место ряд новых эффектов [1]. В световоде с осциллирующей дисперсией (DOF dispersion oscillating fiber) величина хроматической дисперсии периодически из-меняется по длине световода. В этом случае возможна селекция оптических им-пульсов по длительности, амплитуде и в целом эффективный контроль их параметров.

Рассматриваются существующие и перспективные оптические схемы волоконных усилителей и лазеров и требования к световодам.

Литература

[1] R.G. Bauer, L.A. Melnikov, 'Multi-soliton fission and quasi-periciodity in a fiber with a periodically modulated core diameter," Optics Communications 115, pp. 190-198, 1995.

Применение волоконных лазеров в космосе для солнечных электростанций и гравитационных интерферометров

В.К. Сысоев^{1,*}, В.К. Милюков², А.Д. Юдин¹

¹ФГУП «НПО им. С.А. Лавочкина» ²Государственный астрономический институт им. П.К.Штернберга (МГУ ГАИШ) ^{*}E-mail: <u>sysoev@laspace.ru</u>

В СССР/России были получены мировые достижения – первый космический аппарат – спутник и создан квантовый генератор – лазер.

Эти два мировых достижения были успешно реализованы в совместных работах в космосе в виде высокопрецизионных и высокоскоростных физикотехнических средств

- лазерной дальнометрии (определяет расстояния до луны с точностью до мм);

- лазерной связи –(позволяющая реализовать скорости передачи информации до 1 Гб/с.).



Рис.1. Лазерная дальнометрия.

Однако развитие космической техники ставит новые задачи перед лазерной техникой.

Первой задачей является создание лазерного излучателя для передачи энергии с борта солнечной космической электростанции на Землю.

На первом этапе реализация такой электростанции является создание на одном космическом аппарате демонстрационной солнечной космической электростанции [1].

Анализ показывает, что сбор электроэнергии фотопреобразователями может достигать 100÷150 КВт, большую часть которой можно направить на преобразование её на лазерной излучение.

В ФГУП НПО им. С.А. Лавочкина прорабатывают проекты такой электростанции, но остается открытым вопрос кто сможет создать бортовой лазерный комплекс на основе волоконных лазеров с уровнем мощности более 100 КВт, с оптической структурой формирующее лазерное излучение с расходимостью менее 0.5 угл. сек. Помимо этого необходимо рассмотреть организацию обратной связи с наземным пунктом приема энергии. Хотелось, чтобы участники данного семинара приняли участие в решении данных проблем.

Второй задачей является создание космического лазерного интерферометра на разнесенных нескольких космических аппаратах для регистрации гравитационных волн в частотной области и измерению постньютоновских

эффектов (ППН-параметров) в ближнем космосе. Уже в течение 20 лет прорабатывается проект LISA, в декабре 2015 г. запущен один аппарат LISA Pathfinder для проверки измерительного лазерного интерферометра.



Рис.2 Система волоконных лазеров для солнечной космической электростанции

ФГУП «НПО им. С.А. Лавочкина» и МГУ ГАИШ рассматривают в рамках научно-исследовательских работ создание на базе малых космических аппаратах системы подобной LISA [2].

Основные требования такой интерферометрической системы это создание на основе волоконных лазеров измерительной системы на расстоянии $100\div200$ тыс. км. с точностью $\lambda/10$.



1 – водородный стандарт частоты; 2 – лазерная система; 3 – пробная масса акселерометра; 4 – оптико-электронный комплекс; 5 – акселерометр; 6 – оптическая платформа; 7 – телескоп.

Рис.2. Схема космического лазерного интерферометра для гравитационных измерений

Вопрос создания такой системы – это вопрос к участникам семинара.

- [1] В. К. Сысоев, К.М. Пичхадзе и др. Солнечные космические электростанции: пути реализации М, МАИ-ПРИНТ, 2013, 160 с.
- [2] А.А. Барабанов, В.К. Милюков, И.В. Москатиньев, И.М. Нестерин, В.К. Сысоев, А.Д. Юдин *Релятивистский гравитационный эксперимент на околоземной орбите: концепция, технология и конфигурация космической группировки Вестник НПО имени С.А. Лавочкина*, 2016 (статья поступила в печать)

Российский опыт разработки и применений волоконно-оптических датчиков

И.С. Шелемба

ООО «Инверсия-Сенсор» E-mail: <u>shelemba@i-sensor.ru</u>

В современном мире из множества существующих и успешно применяемых на практике технологий контроля и измерений физических параметров наиболее перспективными являются датчики на основе волоконных брэгговских решеток (ВБР) и распределенные датчики на основе эффекта Рамана. Волоконнооптические датчики обладают множеством преимуществ по сравнению со своими электрическими аналогами, что делает их весьма привлекательными для применения во всех основных отраслях промышленности.

Предприятие «Инверсия-Сенсор» было образовано в 2004 году на площадке Академгородка в г. Новосибирске, а в 2013 году перенесено в город Пермь на производственную площадку кластера «Фотоника». Большая часть производимой и разрабатываемой аппаратуры создавалась под требования отраслевых лидеров, а решения проходили защиту в ведущих профильных институтах. На постоянной основе на предприятии ведутся работы по улучшению текущих конструктивов датчиков. Сегодня продукция компании реализуется во всех основных промышленных отраслях: строительство, энергетика, нефть, газ, авиастроение и т.д. Интерес к продукции растёт и со стороны иностранных компаний.

При помощи данных технологий уже было реализовано множество проектов, наиболее крупные и сложные из которых: система мониторинга крытого футбольного манежа «Заря» в г. Новосибирск [1], мониторинг гидротехнических сооружений каскада Зарамагских ГЭС [2], термометрия обмотки статора турбогенератора на заводе Электросила (ОАО «Силовые Машины») [3].

В работе описаны физические принципы построения датчиков и измерительных систем, а также технологические особенности производства различных модификаций датчиков. Также поднимаются вопросы соответствия характеристик датчиков требованиям различных отраслей промышленности, перспективы по применениям датчиков в новых отраслях.

- V. Shishkin ; A. Churin ; D. Kharenko ; M. Zheleznova ; I. Shelemba, Structural health monitoring system of soccer arena based on optical sensors, Proc. SPIE 9157, 23rd International Conference on Optical Fibre Sensors, (2014)
- [2] Кузнецов А.С., Агабабян А.В., Дубок В.В., Макушин А.Л., Шелемба И.С., Сергеев И.В., Гранёв И.В., Применение волоконно-оптических датчиков на гидротехнических сооружениях строящейся Зарамагской ГЭС-1, Материалы всероссийской конференции «Гидроэнергетика. Новые разработки и технологии», (2013)
- [3] Гуревич Э.И., Лямин А.А., Шелемба И.С., «Опыт измерения температуры обмотки статора оптоволоконными датчиками при стендовых испытаниях турбогенератора», Электрические станции, 2010, 4, с. 42-47. (2010)

Материалы Российского семинара по волоконным лазерам 2016

Секция 4-2 «Применения волоконных лазеров: сенсоры»

Волоконные датчики акустической эмиссии: лазерный мониторинг изготовления и регистрация сигналов

<u>М.И.Беловолов</u>^{*}, А.М.Белоусов, М.М.Беловолов, М.М.Бубнов, Е.М.Дианов, В.М.Парамонов

Научный центр волоконной оптики РАН, Москва *E-mail: <u>bmi@fo.gpi.ru</u>

Метод акустической эмиссии (АЭ) широко применяется в качестве средства мониторинга дефектов, контроля ресурса прочности и долговечности ответственных машиностроительных конструкций и деталей, которые при разработке проходят испытания на разрывных машинах или на изгибы. При этом качестве датчиков используются пьезоэлектрические преобразователи акустических сигналов в выходной электрический сигнал. Однако, для ряда стратегических направлений развития новых материалов и технологий, к которым относятся полимерные композитные материалы (ПКМ), многослойные тугоплавкие композиты и покрытия для авиастроения и ракетно-космической пьезоэлектрические датчики-преобразователи техники AЭ применять практически не представляется возможным из-за их массо-габаритных размеров и подверженности электромагнитным помехам и наводкам. Современные оптические волокна хорошо интегрируются в композитные материалы, не нарушают аэродинамику образцов из ПКМ, являются функционально гибкими и практически единственными информационными средствами, с помощью которых информацию о свойствах материалов и физических можно получать воздействиях на них. Поэтому возникает фундаментальная научно-техническая задача разработки и создания волоконно-оптических датчиков акустической эмиссии, которые бы по своей чувствительности не уступали существенно пьезоэлектрическим датчикам-преобразователям. Ясно, что чувствительным элементом должно быть само оптическое волокно или малогабаритная конструкция датчика из него с поперечными размерами, не превышающими существенно диаметр волокна во внешнем покрытии ~ 250 мкм. Акустическая эмиссия предъявляет специальные требования к устройству волоконных датчиков, принципам их конструирования, а также к методам считывания информации с них с помощью лазеров с предельно низким уровнем шумов высококогерентного излучения.

Доклад посвящен решению задачи разработки конструкции и технологии оптически контролируемого изготовления волоконно-оптических АЭ на основе простой оптической схемы интерферометрических датчиков чувствительного элемента – волоконного резонатора типа Фабри-Перо с низкой добротностью, имеющего синусоидальную функцию преобразования модуляции несущей в выходной сигнал (электрический после оптической фазы фотоприемника). Существенные требования к конструкции волоконных датчиков предъявляются AЭ необходимостью иметь высокую интегральную датчика (требуется большая длина L_n чувствительность волоконного чувствительного элемента – резонатора) и верхнюю границу рабочего диапазона частот не менее 500 кГц. При скорости распространения продольных акустических волн в ПКМ порядка V_п ≈ 2 км/с время пролета звуком длины резонатора не должно превышать $t_n = 2$ мкс $= L_p / V_n$. Отсюда следует требование к длине резонатора L_p чувствительного элемента волоконного датчика АЭ, которая не должна превосходить 4 мм. Меньшая длина резонатора L_n волоконного датчика АЭ понизит чувствительность, но повысит температурную стабильность рабочей точки, что положительно скажется на устойчивости работы волоконного датчика. Из приведенных оценок видно, что требования к параметрам волоконного датчика АЭ являются взаимно противоречивыми. В докладе дается анализ путей решения проблемы стабилизации функции отклика волоконных датчиков, чтобы исключить эффекты фединга (замирания) выходных сигналов при любом количестве волоконных датчиков АЭ. Мы придерживаемся концепции обеспечения обязательного отклика каждого датчика (без замирания выходного сигнала) при питании или опросе их от одного одночастотного стабилизированного лазерного источника. При мощности лазера ~ 10 мВт излучения должно хватать для одновременного опроса порядка 100 волоконных латчиков AЭ в топологической системе мониторинга. Синхронности (сфазированности) акустических откликов от всех датчиков в системе не требуется, так как это сильно усложнит систему и потребует на каждый датчик отдельного лазера с системой стабилизации его рабочей точки.

Сообщается о разработке трех- и четырехзеркальной конструкции резонаторов Фабри-Перо чувствительных элементов волоконных датчиков АЭ, собранных на естественных 4% сколах торцов одномодовых волокон и состыкованных в кварцевых капиллярах с небольшими зазорами ~ 10 мкм между торцами. Это позволяет избежать расположения рабочей точки точно в максимуме или минимуме одной синусоидальной функции преобразования. В трехзеркальном резонаторе максимумы и минимумы рассогласованы по шкале частоты на четверть периода или по длине резонатора на $-\lambda/4$ так, чтобы устранить совпадение максимумов и минимумов составных резонаторов. Совпадение резонансов возможно вследствие нониусного эффекта и может происходить в многократно более широком диапазоне частот или сил внешнего воздействия.

Для мониторинга оптической функции преобразования волоконных датчиков АЭ при технологии их сборки была изготовлена установка на основе одночастотного широко перестраиваемого полупроводникового лазера на квантоворазмерной гетероструктуры InGaAsP/InP на рабочей длине волны около 1,55 мкм с распределенной обратной связью, имеющая ширину диапазона перестройки частоты 200 ГГц при линейной модуляции током инжекции в диапазоне 0 – 150 мА. Получено, что видность (контраст) интерферометрической функции перестройки – преобразования волоконных датчиков АЭ может превышать 90%, а максимальная амплитуда выходного сигнала датчика достигает U = 5 В. Шум составляет 5 мВ. Полученные параметры свидетельствуют о достаточной светосиле отклика (сигнал/шум \approx 1000) и разработанные волоконные датчики АЭ можно использовать в сравнительных испытаниях с пьезоэлектрическими датчиками АЭ, а также использовать самостоятельно.

Детектирование слабых акустических полей с помощью адаптивной распределенной волоконнооптической сенсорной сети

<u>Р.В. Ромашко^{1,2*}</u>, М.Н. Безрук¹, С.А. Ермолаев¹, Д.В. Стороженко¹, Ю.Н. Кульчин¹

¹Институт автоматики и процессов управления ДВО РАН, ул. Радио 5, 690041, Владивосток, Россия ²Дальневосточнй Федеральный институт, ул. Суханова 8, 690950, Владивосток, Россия

*E-mail: romashko@iacp.dvo.ru

В настоящей работе представлена адаптивная волоконно-оптическая сенсорная сеть для детектирования слабых акустических полей на основе 32-х канального адаптивного голографического интерферометра. Использование в интерферометре динамических голограмм, записываемых в фоторефрактивном кристалле в ортогональной геометрии векторного взаимодействия волн, обеспечивает одновременную и независимую работу всех измерительных каналов интерферометра и отсутствие перекрестных помех между ними. [1, 2]. Сенсорная часть измерительной системы представляет собой сеть волоконно-оптических датчиков с распределенной чувствительностью, которые располагаются на исследуемом объекте в виде двух ортогональных наборов параллельных линий таким образом, чтобы обеспечить формирование томографической сканирующей сети [3]. Рассчитана чувствительность системы к акустическому давлению, которая составляет -140 дБ (мкПа)⁻¹ на канал.



Рис. 1. Схема адаптивной волоконно-оптической интерферометрической системы.

Разработанная адаптивная волоконно-оптическая сенсорная сеть исследована в задаче детектирования и томографической реконструкции пространственного распределения акустического поля в плите, выполненной из

экструзионного пенополистирола (39×36 см²). Акустическое поле, формируемое в плите, создавалось двумя идентичными акустическими источниками (v = 1650 $\Gamma_{\rm H}$, $P_{\rm max} = 50$ мПа), которые располагались на противоположных концах плиты таким образом, что созданные ими акустические волны направлялись на встречу друг другу. Волоконно-оптические сенсоры закреплялись на плите на одинаковом расстоянии друг от друга (11 мм) в двух ортогональных направлениях (Рис.1). Сигналы, полученные со всех измерительных линий, формировали массив томографических данных (две интегральные проекции), которые обрабатывались с использованием алгоритма, реализующего обратное Радона. Для оценки достоверности экспериментальных преобразование результатов был выполнен численный расчет звукового давления на поверхности прямоугольной пластины на основе дифференциальном уравнении Гельмгольца для акустического давления, создаваемого монопольным источником внешнего поля:

$$\nabla \left(-\frac{1}{\rho_{\rm c}} \nabla p \right) - \frac{k^2}{\rho_{\rm c}} p = Q$$

где p – акустическое давление; ρ_c – плотность материала; k – волновое число; Q – источник монопольного внешнего поля. Разработанная адаптивная волоконнооптическая измерительная система обеспечивает реконструкцию изменения акустического поля в реальном времени (Рис.2).



Рис.2 Экспериментальное распределение акустического поля в области, полученное с помощью адаптивной распределенной волоконно-оптической сенсорной сети в разные моменты времени.

Данные, полученные с помощью измерительной системы можно использовать для локализации акустических источников в объектах исследования, а также для звукового и ультразвукового обследования объекта.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект №14-12-01122).

- [1] S. Di Girolamo, R.Romashko et al, Optics Express, 16, 18040-9 (2008)
- [2] R.Romashko, M.Bezruk, et al, Quantum Electronics, 42, 551-556 (2012)
- [3] Yu.Kulchin, O.Vitrik, et al, Quantum Electronics, 27, 457-460 (1997)

Распределенный датчик изменения температуры на основе когерентного рэлеевского оптического рефлектометра

<u>А.И. Кузьменков^{1,2}</u>, С.П. Никитин^{1,*}, В.В. Горбуленко¹, О.Е. Наний^{1,2}, В.Н. Трещиков¹

¹ООО «Т8 Сенсор», Москва ²Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва ^{*}E-mail: <u>nikitin@t8.ru</u>

Оптоволоконные распределенные датчики температуры начинают все шире использоваться для мониторинга температуры высоковольтных линий электропередач, исследования состояния геологических скважин, и интеграции в системы пожарной охраны [1]. В настоящее время для этого используются датчики на основе комбинационного рассеяния света [2], рассеяния Бриллюэна [3] и решеток Брэгга [4].

Ранее было продемонстрировано использование когерентной рефлектометрии рассеяния Рэлея для обнаружения изменения температуры участка волокна [5], однако количественное измерение было затруднено нелинейной и случайной зависимостью сигнала от температуры. Так же известна точная схема измерения температуры методом компенсирующей подстройки оптической частоты зондирующего лазера [6].

Нами продемонстрирован калибруемый распределенный датчик изменения температуры, использующий Рэлеевское рассеяние в одномодовом оптическом волокне без изменения оптической частоты зондирующего излучения. Для задачи решения этой использовался когерентный рефлектометр с двухимпульсным зондирующим сигналом [7]. Такая схема позволяет измерить набег оптической фазы на сегменте волокна, вызванный как виброакустическим воздействием на волокно, так и изменением температуры вдоль его длины. При сравнению с виброакустическим вкладом в фазовый набег, этом, по температурный вклад является квазистатическим, со спектром Фурье, лежащим в области частот ниже 1 Гц.



Рис.1 Схема эксперимента

Схема эксперимента приведена на Рис.1. Использовался когерентный рефлектометр «Дунай-2» фирмы «Т8» в режиме двухимпульсного зондирования волокна. Эффективная длина сегмента волокна, на котором измеряется фазовый набег, определяется временной задержкой между импульсами в зондирующей паре, и в нашем эксперименте она составила 15 м. К рефлектометру подключалась тестируемая волоконная линия длиной 25 км, состоящая из 19 км катушки волокна, находящейся в теплоизолированном боксе, к которой были

подключены две катушки с волокном длиной 50 и 130 м, помещённые в термошкаф с изменяемой температурой, и наконец, 5 км катушка волокна, находящаяся в комнате.

Температура катушек волокна в шкафу контролировалась термопарой и за 3 часа изменялась от +23°C до +47°C и обратно до +26°C (температура комнаты увеличилась). Нагрев сопровождался вибрацией от вентиляторов, перемешивающих воздух внутри термошкафа. Вклад температуры в сигнал выделялся на фоне виброакустических сигна. И изкочастотной (субгерцовой) фильтрацией Фурье.

На Рис.2 показан измеренный рефлектометром фазовый набег после такой обработки. На Рис.2 (а) хорошо заметна разница в скорости прогрева катушек, одна из которых находилась в корпусе с низкой теплопроводностью, а вторая - в прямом контакте с воздухом. На Рис. 2 (б) данные рефлектометра сравниваются с измерением термопарой. Коэффициент температурной зависимости фазового набега измеренный по этим данным оказался равным 3000 рад/°С.



Рис.2 Пространственно-временная диаграмма изменения фазового набега в тестируемом волокне (а); фазовый набег, измеренный когерентным рефлектометром (линия) и показания термопары, пересчитанные в изменение оптической фазы (б)

Известная из литературы [6] связь между изменением температуры волокна и компенсирующим его сдвигом частоты лазера $\Delta \nu / \nu_0 \approx -9 \times 10^{-6} \Delta T_C$ при длине сегмента волокна 15 м и для длины волны 1550 нм приводит к оценке температурного коэффициента фазового набега величиной 3,3 × 10³ рад/°C, что хорошо согласуется с экспериментальным значением.

Таким образом, продемонстрировано использование двухимпульсного когерентного оптического рефлектометра, использующего рассеяние Рэлея на фиксированной оптической частоте для калибруемого измерения изменения температуры с пространственным разрешением 15 м вдоль волоконной оптической линии длиной 25 километров. Использование рассеяния Рэлея в данном методе позволяет существенно упростить схему измерения по сравнению с другими методами.

- [1] X. Bao, L. Chen, Sensors 12, 8601-8639 (2012)
- [2] D. Hwang et al, Opt. Express 18, 9747–9754 (2010)
- [3] X. Bao et al, J. Lightwave Technology **13**, 1340-1348 (1995)
- [4] S.J. Mihailov, Sensors 12, 1898-1918 (2012)
- [5] М.И. Беловолов, Фотон-экспресс 6, 187-188 (2015)
- [6] Y. Koyamada et al, J. Lightwave Technology 27, 1142-1146 (2009)
- [7] A.E. Alekseev et al, *Laser Physics* **25**, 065101-10 (2015)

Запись ВБР для точечных и распределенных измерений фс излучением

<u>А.А. Вольф</u>^{1,*}, А.В. Достовалов^{1,2}, А.В. Парыгин¹, В.Е. Зюбин¹, С.А. Бабин^{1,2}

¹Институт автоматики и электрометрии СО РАН, Новосибирск ²Новосибирский государственный университет, Новосибирск *E-mail: <u>alexey.a.wolf@gmail.com</u>

Технология фемтосекундной (фс) модификация показателя в объёме прозрачных материалов открыла возможность создания волоконных решеток с расширенными техническими характеристиками. Так, например, нелинейный механизм поглощения фс лазерного излучения сделал возможным запись решеток в нефоточувствительных материалах, а также запись через прозрачное для ИК излучения защитное пластиковое покрытие волоконного световода. Структурные изменения материала вызванные воздействием фс излучения показали стойкость к высоким температурам и радиации [1].

В данной работе приводятся результаты по созданию сверхкоротких (100 мкм) и длинных (до 10 см) волоконных брэгговских решеток (ВБР) внутри одномодового волоконного световода с полиимидным защитным покрытием методом протяжки волокна через феррулу. Предложенный метод автоподстройки положения волокна в процессе записи, позволил значительно улучшить спектральные характеристики ВБР (Рис. 1).



Рис. 1. Спектры отражения 50 мм ВБР записанных в режиме свободной протяжки (а) и режиме автоподстройки положения волокна.

Используемая в данной работе техника записи позволяет создавать высококачественные ВБР в широком диапазоне длин и ширин спектра соответственно. В частности, реализованные решётки длиной 5 см имеют ширину спектра на полувысоте 16.5 пм (рис.1а), а решётки длиной 100 мкм – ширину спектра 7.3 нм.

Короткие решетки могут быть использованы в качестве точечных сенсоров с высоким пространственным разрешением [2], а длинные решётки – в качестве распределенных сенсоров с расширенными техническими характеристиками [3]. Для измерения распределенных воздействий разработана схема опроса с использованием фотонного фильтра радиочастотных сигналов И перестраиваемого по длинам волн источника излучения. Показано, что данная схема позволяет проводить распределенный мониторинг температурного

воздействия с пространственным разрешением менее 1 мм и точностью локального воздействия 1 °С [4].

- [1] S. J. Mihailov, Sensors 12, 1898–918 (2012).
- [2] C. Davis et al, Measurement Science and Technology 25, 125105 (2014).
- [3] A. L. Ricchiuti et al, IEEE Photonics Technology Letters 26, 2039–2042 (2014).
- [4] С.С. Якушин и др., Прикладная фотоника, принята в печать (2016).

Радиофотонные полигармонические системы интеррогации комплексированных волоконно-оптических датчиков

И.И. Нуреев

Казанский национальный исследовательский технический университет им. А.Н.Туполева-КАИ *n2i2@mail.ru

В решении ряда важнейших социальных и научно-технических проблем мирового развития радиофотоника занимает одно из важнейших мест. Эффективность радиофотонных методов определяется, прежде всего, высокой скоростью, эффективностью и помехозащищенностью обработки радиочастотных сигналов в оптическом диапазоне. Наглядным примером радиофотонных систем являются телекоммуникационные волоконно-оптические системы, в которых на оптической несущей передаются, обрабатываются и принимаются информационные сигналы в полосе частот 10, 40, а теперь уже 100 и 400 ГГц. С их развитием неразрывно связано развитие техники сенсорных волоконно-оптических систем и применения в них волоконно-оптических датчиков (ВОД), строящихся, как правило, на базе волоконных брэгговских структур (ВБС), в частности, решеток (ВБР). Возросшие возможности телекоммуникационных технологий позволяют создавать различные ВБС и пространственно-разнесенные сенсорные сети на их основе, применяемые в системах структурного мониторинга инженерных сооружений, охраны периметра, решения экологических задач, внутрискважинной телеметрии, бортовых системах контроля параметров скоростных транспортных средств и т.д. Благодаря присущим ВБС преимуществам, таким как малый размер и вес, невосприимчивость к электромагнитным полям, простота мультиплексирования, определенным природой волокна, они лежат в основе измерения температуры, механических деформаций, коэффициента преломления, как раздельно, так и комплексированно, в силу мультипликативности брэгговского отклика. В 2016 году рост рынка применения ВОД на основе ВБР, может достичь 3,36 миллиона установленных датчиков.

Классически ВОД можно разделить на три большие группы: точечные, квазираспределенные и распределенные. Точечные ВОД на основе ВБС или их квазираспределенная последовательность условно представляют собой устройства с прямым кодированием «длина волны – измеряемая величина» и, как правило, преобразуют в измеряемую величину сдвиг центральной длины волны спектрального резонансного отклика, либо некоторой спектральной резонансной особенности в нем. При этом методы интеррогации распределенных ВОД не сильно отличаются от предложенных для ВБР, поскольку имеют схожую с решетками природу информативного контура, а именно сверхузкополосные контура усиления или поглощения, вызванные рассеянием Мандельштама-Бриллюэна, или сверхширокополосные контура стоксовой и антистоксовой составляющих, вызванные рассеянием Рамана. Поэтому объединение всех трех типов ВОД в единую сенсорную сеть представляется вполне обоснованным и перспективным.

Интеррогаторы – приборы, с помощью которых опрашиваются ВБС, строятся, как правило, на основе сложных дорогостоящих оптико-электронных устройств: оптических анализаторов спектра (OAC), сканирующих или пространственных оптических фильтров с ПЗС, оптического узкополосного фильтра с зависящей от длины волны спектральной характеристикой склона. В последнее время развиваются более простые и дешевые методы, основанные на оптической рефлектометрии во временной (OTDR)

и частотной (OFDR) областях. Равновероятность применения последних требует использования в сенсорных сетях технологий как временного, так и частотного (или волнового) мультиплексирования.

Однако сравнительный анализ результатов, полученных в ряде работ при эксплуатации импульсных ОТDR и сканирующих OFDR интеррогаторов позволил определить лишь узкие области, в которых данные системы отдельно применимы. Для первых это системы мониторинга протяженных инженерных сооружений, для вторых – системы мониторинга коротких оптических сетей и устройств, например, фотонных модулей, что связано в основном с характеристиками зондирующих излучений, используемых для измерений. Компромисс может быть найден при использовании непрерывных симметричных двухчастотных рефлектометрических систем (СДРС), развиваемых в КНИТУ-КАИ как системы оптической рефлектометрии в двухчастотной области (OTFDR).

Существенным различием между импульсными и непрерывными методами является «широкополосность» первых и «узкополосность» вторых. Взятые в кавычки термины означают, что для определения центральной длины волны ВБР и в первом, и во втором случае достаточно двух частотных составляющих – межмодовых в импульсе, одной опорной и второй измерительной при частотных измерениях, или специально синтезированных с помощью метода амплитудно-фазового преобразования Ильина-Морозова при непрерывном зондировании. Во всех случаях разностная частота составляющих лежит в одинаковых пределах, единиц-десятков ГГц, и определяется параметрами зондируемых ВБР. Эта общность позволяет отнести указанные методы к радиофотонным.

Различие заключается в том, что в импульсе таких составляющих по спектру множество, и зондирование ВБР с различными длинами волн не требует сканирования или перестройки излучения, как в частотных, а в двухчастотном излучении всего две, что требует применения комбгенераторов и полигармонических методов для зондирования ВБР в широком диапазоне изменения характеристик. В противном случае требуется наложение более жестких условий на разнообразие спектральных характеристик ВБС – применения однотипных ВБР, настроенных на одну длину волны, с относительно невысоким коэффициентом отражения (от – 20 до – 40 дБ).

Последнее требование с одной стороны выглядит как ограничение, а с другой позволяет придать некоторую универсальность сенсорным сетям. Дополнительным фактором, позволяющим положительно решить вопрос в пользу последнего решения, является широкое использование в волоконно-оптических телекоммуникационных сетях мультиплексоров на основе упорядоченных волноводных решеток (УВР), которые имеют жестко определенные спектральные параметры в отношении ширины каналов – 12,5-200 ГГц. Указанные значения ширины каналов УВР хорошо коррелируют с диапазоном разностных частот, использованы в радиофотонных методах интеррогации ВБР, в силу чего УВР могут быть использованы в качестве интеррогаторов.

Приведенные аргументы и требования к построению современных сенсорных систем однозначно указывают на необходимость рассмотрения возможности их построения на основе принципов СДРС с развитием до уровня симметричных полигармонических рефлектометрических систем (СПРС), что и является предметом материалов, представленных в докладе.

Работа выполнена при финансовой поддержке МОН РФ в рамках работ по Постановлениям Правительства РФ от 09.04.2010 №218 и №220 (госконтракты №02.G25.31.0004 и №14.Z50.31.0023), государственного задания на выполнение работ по организации научных исследований для КНИТУ-КАИ по ТЗ №№ 7.2217.2011, 1017, 3.1962.2014/К программ «Симметрия», «Фотоника», «Радиофотоника».

Разработка схемы опроса длинных ВБР для измерения величины и положения точечных температурных воздействий

<u>С.С. Якушин</u>^{1*}, А.В.Достовалов^{1,2}, А.А. Вольф², А.В. Парыгин², С.А. Бабин^{1,2}

¹Новосибирский государственный университет, Новосибирск ²Институт автоматики и электрометрии СО РАН, Новосибирск ^{*}E-mail: <u>s.s.yakushin@gmail.com</u>

Создание распределенных волоконных сенсорных систем мониторинга является актуальной задачей, поскольку они могут применяться во взрыво-, агрессивных химических пожароопасных И средах, где применение традиционных датчиков имеет ограничения. Кроме того, перспективным видется мониторинга применение таких систем для «умных» композиционных материалов [1], благодаря малым габаритам и возможности относительно простого встраивания в структуру композиционного материала.

Существующие распределенные волоконно-оптические датчики работают, как правило, на основе комбинационного рассеяния света, когда весь волоконный световод является чувствительным элементом. Так как зондирующий сигнал ограничен во времени (~10 нс), удается измерять изменения физических величин на большой длине, но с низким пространственным разрешением - до 1 м [2], что препятствует применению данных типов датчиков для задач, где требуется высокое пространственное разрешение измерений. По этой причине актуальной задачей является создание распределенных волоконно-оптических датчиков, способных изменения физических величин измерять с высоким пространственным разрешением (~1 мм) и на сравнительно большой длине (≥10 см). Волоконно-оптические системы распределенного мониторинга физических величин на основе длинных волоконных брэгговских решеток - привлекательное решение данной проблемы, однако для них должны быть разработаны адекватные методы опроса.

В данной работе продемонстрирована новая схема опроса длинных ВБР, которая позволяет измерять не только местоположение температурного воздействия с высоким пространственным разрешением (менее 1 мм), но и амплитуду воздействия с высокой точностью (1 °C), при этом схема опроса построена на применении радиофотонного фильтра и перестраиваемого по длинам волн источника непрерывного излучения. За основу схемы опроса была выбрана схема, предложенная в работе [3], в которой использовался широкополосный источник зондирующего излучения, и которая позволяет проводить диагностику местоположения воздействия на длинную ВБР с высоким пространственным разрешением (~1 мм) на длине 10-100 см, однако не позволяет мониторинг амплитуды такого воздействия, проводить что является существенным недостатком с точки зрения создания сенсорных систем.

На рис. 1а представлен спектр сигнала с выхода векторного анализатора цепей при точечном температурном (T \approx 150°C) воздействии на длинную ВБР и спектр сигнала при воздействии, смещенного относительно начального на 12 мм. После обработки данных сигналов и измерения величины Δf между двумя соседними провалами, определяется временная задержка $T=1/\Delta f$ распространения сигнала. По изменению данной задержки определяется местоположение температурного воздействия на длинную ВБР. На рис. 16 представлена

зависимость временной задержки от положения точки воздействия. Как видно экспериментальные точки достаточно хорошо совпадают с теоретической зависимостью. Помимо местоположения температурного воздействия, также с помощью перестройки длины волны узкополосного лазерного источника был измерен спектр ВБР и соответственно амплитуда данного воздействия. На рис. 2 представлено сравнение спектров длинной ВБР при температурном воздействии, измеренные с помощью OSA и с помощью предложенной схемы опроса. Практически полное совпадение спеткров свидетельствует о возможности измерения величины воздействия с высокой точностью (сравнимой с OSA).



Рис. 1. Спектр сигнала с векторного анализатора цепей: начальный (черный), при смещении точки воздействия на 12 мм (красный) (а), зависимость величины временной задержки распространения сигнала от относительного смещения точки нагрева длинной ВБР. Точками отмечены экспериментальные данные, прямой – теоретическая зависимость (б)



Рис. 2. Сравнение спектров ВБР, полученных с помощью OSA (черная линия) и перестриваемого лазера (красная).

Работа выполнена при поддержки гранта Президента (грант МК-6657.2016.2).

Литература

[1] V. V. Shishkin et al, J. Sensors **3230968**, 1-6 (2016).

- [2] С. А. Бабин и др., Автометрия 46, 70-77 (2010).
- [3] A. L. Ricchiuti, IEEE Photonics Technol. Lett. 26, 2039–2042 (2014).

Комплексированный волоконно-оптический датчик контроля рабочих характеристик аккумулятора

В.А. Казаров*, О.Г. Морозов, И.И. Нуреев, Л.М. Сарварова,

Казанский национальный исследовательский технический университет им. А.Н.Туполева-КАИ *n2i2@mail.ru

Для оценки состояния и прогнозирования ресурса свинцовые аккумуляторы (СА) снабжают системами диагностирования [1], которые должны обеспечить в каждой банке СА контроль напряжения, температуры и плотности электролита и на основании этих данных оценить остаточную емкость батареи. Наиболее достоверные данные о состоянии СА получают при наличии информации о плотности электролита в каждой банке и его температуре. Тем не менее, известные на данный момент способы и устройства не позволяют создать достаточно компактные и технологичные конструкции, позволяющие обеспечить контроль плотности электролита в течение срока эксплуатации СА. Частная задача исследований в данной области – повышение точности и достоверности измерения, плотности электролита при изменении температуры окружающей среды от -60 до +60 °C, а также разработка способа, позволяющего автоматизировать процесс измерения и максимально упростить конструкцию устройства в составе системы диагностирования СА для обеспечения непрерывного контроля плотности электролита в течение срока и эксплуатации на основе ВОД.

Температура также является одним из наиболее важных параметров, указывающим на выход из строя батареи литий ионных аккумуляторов (ЛИА), но даже в самых современных систем управления батареями (СУБ) не предусмотрен контроль распределения температуры по всему ЛИА [2]. Поэтому дополнительным параметром, который может свидетельствовать о температурном профиле, может служить изменение размеров (объема) аккумуляторной батареи. Оба указанных параметра могут быть одновременно проконтролированы с помощью ВОД контроля рабочих характеристик аккумулятора (КРХА), состоящего из нескольких волоконных решеток Брэгга (ВРБ). Датчики ВБР непосредственно крепятся на поверхность батареи ЛИА.

Один из возможных путей решения поставленных задач основан на создании комплексированного ВОД КРХА на базе, как минимум, трех ВРБ, и его зондировании широкополосным или полигармоническим излучением, средняя частота которого при калибровке настроена на центральную частоту контура ВРБ, и определении ее расстройки и/или разности амплитуд между спектральными составляющими как информативных факторов для определения параметра приложенного физического поля [3-5]. Цель данной работы рассмотреть возможность применения в разработанном ВОД КРХА, апробированной ранее структуры параллельного рефрактометра [6].

Для ВРБ центральная длина волны полосы отражения λ_B определяется как

$$\lambda_B = 2n_{eff}\Lambda,\tag{1}$$

где Λ – период ВРБ, определяемый фазовой маской, n_{eff} – эффективный коэффициент преломления ВРБ.

Брэгговская длина волны ВРБ меняет свое значение в зависимости от приложенных к ней температуры и натяжения:

$$\Delta \lambda = \lambda_{\rm B} \left(1 - P_{\rm e} \right) \epsilon + (\xi_{\rm s} + \alpha_{\rm s}) \Delta T, \qquad (2)$$

где $P_{\rm e}$ – коэффициент фотоупругости; $\xi_{\rm s}$ – термооптический коэффициент (~7×10⁻⁶ K⁻¹); $\alpha_{\rm s}$ – коэффициент теплового расширения (~5×10⁻⁷ K⁻¹) волокна. Полученные в [2]

значения разрешающей способности по температуре и натяжению соответственно составили 0,5 °К и 1µм/м.

Показатель преломления исследуемого материала (окружающей среды) n_{amb} может быть определен по измеренной λ_B и известных коэффициенте преломления сердцевины n_{co} и радиусе a_{cl} оболочки вытравленного волокна.

Чувствительность ВОД КРХА на базе ВРБ может быть определена следующим образом

$$\Delta\lambda_B = 2\left(\Lambda \frac{\partial n_{eff}}{\partial n_{amb}}\right) \Delta n_{amb}.$$
(3)

Однако для ВОД КРХА наиболее существенной является зависимость сдвига центральной длины волны от изменения коэффициента преломления окружающей среды

$$\frac{\Delta\lambda_B}{\lambda_B} = \alpha \left(\frac{\Delta n_{amb}}{n_{eff}}\right) \left(\frac{\partial n_{eff}}{\partial n_{amb}}\right),\tag{4}$$

где α – доля решетки, вытравленная при изготовлении.

Оценки, проведенные нами, и результаты, приведенные в работах других авторов [6], показали, что величина чувствительности ВОД КРХА в конфигурации с вытравленной решеткой составляет ~ 10^{-6} RIU. Недостатком приведенного решения является появление нелинейной зависимости между сдвигом длины волны и изменением показателя преломления, однако сохраняется значительное увеличение в разрешающей способности рефрактометрических измерений. Реально достижимая полуширина резонансного спектра ВОД КРХА составляет для ВРБ 0,5 нм, в конфигурации внутриволоконного интерферометра Фабри-Перо (ИФП) - 0,025 нм. Это значит, что разрешающая способность ИФП сенсора в 20 раз лучше, чем у датчика на одной ВРБ. Развивая данный подход можно использовать для создания ВОД КРХА ВРБ с фазовым π -сдвигом, которая представляет собой простейший ИФП с длиной резонатора, не превышающей λ_B . Полуширина резонансного пика такого типа решеток может достигать 0,005 нм, что свидетельствует о возможном увеличении разрешающей способности измерений на два порядка по сравнению с датчиком на одной ВРБ.

В докладе представлен комплексированный ВОД КРХА, который может быть использован как для контроля СА, так и ЛИА. В основе его работы лежит мультипликативный отклик от встроенных в аккумулятор трех ВРБ, контролирующих размер электродов, температуры и показатель преломления электролита. Для зондирования используется полигармонический радиофотонный излучатель.

Работа выполнена при финансовой поддержке МОН РФ в рамках госзадания КНИТУ-КАИ (программа «Радиофотоника», 3.1962.2014/К).

- [1] Л.М. Сарварова и др., Современные проблемы науки и образования, №6, 246 (2014).
- [2] Meyer J. et al., Proc. of SPIE 9480, 94800Z (2015).
- [3] Куревин В.В. и др., Инфокоммуникационные технологии 7, №3, 46-52 (2009).
- [4] Морозов О.Г. и др. Физика волновых процессов и радиотехнические системы 10, №3, 119-124 (2007).
- [5] Куприянов В.Г. и др. Научно-технический вестник Поволжья, №4, 200-204 (2013).
- [6] Садыков И.Р. и др. Труды МАИ, №61, 18 (2012).

Секция 4-3 «Применения волоконных лазеров: биомедицина, обработка и фотомодификация материалов»

Энергетика качественного реза металлов иттербиевым волоконным лазером

А.А. Голышев, А.М. Оришич*, В.Б. Шулятьев

ФГБУН Институт теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича СО РАН *E-mail: laser@itam.nsc.ru

Важнейшей особенностью лазерной резки металлов является многообразие и сложное взаимодействие протекающих различных физических процессов. В узком, масштаба 0.2-0.5 мм, канале происходит течение газов, паров и капель металла (окислов), движение расплава, поглощение энергии лазерного излучения и окисление железа (при лазерно-кислородной резке, отвод тепла вглубь материала. В этих условия поверхность, формируемая в процессе реза, обычно рассматривается как интерфейс, характеризующий качество процессов, протекающих при взаимодействии излучения с металлом. Количественным параметром, отражающим особенности течение многофазной среды, обычно является шероховатость поверхности Rz и Ra, а критерием достижения качественного течения - минимальная шероховатость.

Ранее было показано, что при резке низкоуглеродистой стали с кислородом в качестве технологического газа как при использовании CO_2 -лазера, так и волоконного [1] для каждой мощности излучения лазера существуют оптимальная скорость $V_{0\Pi T}$ и оптимальная ширина реза $b_{0\Pi T}$, соответствующие минимальной шероховатости. По методике, подробно описанной в работах [2], были найдены величины $V_{0\Pi T}$ и $b_{0\Pi T}$ при резке CO_2 -лазером для толщин 5, 10, 16 мм и интервала мощности 0.5-4.0 кВт и при резке волоконным лазером для толщин 3, 5, 10 мм и интервал мощности 0.5-2.0 кВт. Необходимо отметить, что была проведена одновременная оптимизации, как по скорости, так и по ширине реза.

При резке с химически нейтральным газом для каждой мощности и толщины листа оптимизация по минимуму шероховатости проводилась изменением положения фокуса излучения лазера относительно поверхности разрезаемого металла. Эксперименты показали, что шероховатость практически не зависит в пределах экспериментального разброса от скорости резки. Таким образом, в отличие от кислородной резки, при которой для каждой мощности и толщине листа существуют оптимальные скорость и ширина реза, при использовании инертного газа качественный рез осуществляется в широком диапазоне параметров.

Сводные данные резки с азотом в виде зависимости безразмерных параметров ($Pe_{O\PiT} = \frac{V_{O\PiT} \cdot b_{O\PiT}}{\gamma}$ - безразмерная скорость) и безразмерная мощность ($Q_{O\PiT} = \frac{A_{O\PiT} \cdot W}{\lambda_{m} \cdot t \cdot T_{m}}$) представлены на рис.1. Значение коэффициента поглощения для данной мощности бралось при оптимальной скорости. Использованы экспериментальные результаты резки нержавеющей стали толщин 3 и 5 мм волоконным лазером при мощности 2.0 кВт. На этом же рисунке приведены результаты измерений резки низкоуглеродистой стали с минимумом шероховатости лазерами с длинами волн 1.07 и 10.6 мкм с кислородом в качестве технологических газов.

Видно, что применение безразмерных параметров позволило обобщить все многообразие экспериментальных данных, не зависимо от толщины металла и типа лазера, в единую зависимость, близкую к $Q_{O\Pi T} \sim Pe_{O\Pi T}$. Экспериментальный разброс данных относительно средних значений не превышает 15-20 %.
Причем, для резки волоконным лазером с кислородом все многообразие результатов измерений в условиях оптимального реза стягивается в пределах экспериментального разброса в точку $Pe_{O\Pi T} = const$ и $Q_{O\Pi T} = const$. Важно отметить, что эта точка расположена на единой зависимости $Pe_{O\Pi T}$ от $Q_{O\Pi T}$.

Данные рис. 1 позволяют оценить средний вклад энергии в единицу объема удаляемого металла из зоны реза. Действительно, из близкой к линейной зависимости $Q_{0\Pi T} \sim Pe_{0\Pi T}$ следует постоянное значение коэффициента наклона

$$Q_{\text{O}\Pi\text{T}}/\text{Pe}_{\text{O}\Pi\text{T}} = \frac{\frac{1}{\lambda_{\text{m}}\cdot\text{t}\cdot\text{T}_{\text{m}}}}{\frac{V_{\text{O}\Pi\text{T}}\cdot\text{b}_{\text{O}\Pi\text{T}}}{\frac{V_{\text{O}\Pi\text{T}}\cdot\text{b}_{\text{O}\Pi\text{T}}}} = \frac{A_{\text{O}\Pi\text{T}}\cdot\text{W}}{(\text{V}\cdot\text{t}\cdot\text{b})_{\text{O}\Pi\text{T}}} \cdot \frac{\gamma}{\lambda_{\text{m}}\cdot\text{T}_{\text{m}}} \approx 3.7$$



Рис.1. Зависимость оптимального числа Пекле от оптимального значения безразмерной мощности при резке низкоуглеродистой стали CO_2 (точки 1) и волоконным (точки 2) лазерами и нержавеющей стали волоконным лазером (точки 3). Линия 4 построена по формуле (2), а линия 5 по формуле (1), а линия 6 по формуле (3).

Учитывая постоянство технологических параметров разрезаемого материала (т.е. $\frac{\gamma}{\lambda \cdot T_m} = \frac{1}{\widetilde{C_m} \cdot \rho_m \cdot T_m} = 0.13 \text{ мм}^3 / Дж),$ получаем энергетическое условие качественной резки $\frac{A_{O\Pi T} \cdot W}{(V \cdot t \cdot b)_{O\Pi T}} \approx 3.7 (\widetilde{C_m} \rho_m T_m).$

Таким образом, в пределах экспериментального разброса получено одинаковое среднее значение поглощенной энергии в единицу объема расплава $Q_{O\Pi T} \approx 26 \, \text{Дж/мм}^3$. Причем, при резке с инертным газом, вся энергия должна быть обеспечена излучением лазера, а при использовании кислорода этот вклад на 50% обусловлен излучением и на 50% экзотермической реакцией окисления железа.

Сравним экспериментальные данные с оценкой энергетического баланса, полученного с использованием результатов численного моделирования потерь тепла из зоны реза за счет теплопроводности. Согласно модели для оценки тепловых потерь, предложенной в работе [3], безразмерный баланс энергии можно представить в следующем виде:

$$2 \cdot (Q)_{\text{кисл}} \cong (Q)_{\text{азот}} = 1.3 \cdot \text{Pe} + 3.2 \cdot (\frac{\text{Pe}}{2})^{0.868}$$
 (1)

В работе [4] получена другая зависимость тепловых потерь от Pe, а безразмерный баланс энергии имеет вид:

2 · (Q)_{кисл}
$$\cong$$
 (Q)_{азот} = 1.3 · Pe + 3.2 · $(\frac{Pe}{2})^{0.3}$ (2)

Видно, что ввиду слабой нелинейности зависимости безразмерной энергии Q_{cond} от Pe в выражении (1) получается качественное соответствие наблюдаемой в эксперименте закономерности $Q_{O\Pi T} \sim Pe_{O\Pi T}$. Однако, количественно рассчитанный энергетический баланс отличается от экспериментального. В результате экспериментальные данные можно аппроксимировать функцией (3), где $\alpha = 1.66$:

$$2(Q)_{\text{кисл}} \cong (Q)_{\text{азот}} = 1.3 \cdot \text{Pe} + 3.2\alpha(\text{Pe}/2)^{0.868} \cdot \tag{3}$$

- [1] Голышев А.А., Маликов А.Г., Оришич А.М., Шулятьев В.Б, *Квантовая электроника*. **45**, 873– 878 (2015).
- [2] Фомин В. М., Голышев А.А., Маликов А.Г., и др., ПМТФ. 56, 215-225 (2015).
- [3] Prusa J.M., Venkitachalam G., Molian P.A. J. Machine Tools and Manufacture. 39, 431-458 (1999).
- [4] Schulz W., Becker D., Franke J., et. al., J. Phys. D: Appl. Phys. 26 1357-1363 (1993).

Прецизионная автоматическая система лазерной резки заготовок из медной фольги мощным волоконным лазером

С.Г. Баев, В.П. Бессмельцев^{*}, Е.П. Горяев, <u>Н.В. Голошевский</u>, В.В. Кастеров, М.В. Максимов

Институт автоматики и электрометрии СО РАН, Новосибирск *E-mail: <u>bessmelt@iae.nsk.su</u>

Актуальность задачи создания высокопроизводительных средств точного формирования электродов для литий ионных аккумуляторов основана на недостатках технологии вырезания таких электродов из специальной медной или алюминиевой фольги покрытой тонким слоем LiCoO₂, вырубными штампами встроенными в конвейерную систему подачи и сортировки заготовок аккумуляторов. Типичная ширина ленты от 200до 500мм при общей толщине 50 -100 мкм. Недостаток вырубных штампов - в большом количестве брака по качеству отрубленного края (рис. 1 (a b), связанный с быстрым износом режущей кромки ножей штампа, ограниченным быстродействием для больших размеров электродов и сложностью перенастройки автоматов при смене размеров и формы электродов.

Проведённые ранее разработки лазерных систем точной фигурной отрезки в которых использовались мощные непрерывные лазеры, показали неплохую скорость реза 3-5 м/с, но не достаточно хорошее качество края даже при использовании лазеров мощностью более 400вт (рис.1с).



Рисунок 1. а) ,b) типичный вид фрагментов бракованных краев электродов при технологии механической вырубки (увеличение 200Х), c) вид реза материала электродов лазером 400Вт, скорость реза 3 м/ с /1/, /2/

Проведенные нами эксперименты с волоконными импульсными лазерами с высокой частотой повторения показали, что при правильном выборе перекрытия лазерных импульсов и скорости реза можно получать качество реза, соответствующее требованиям технологии изготовления аккумуляторов - отсутствие облоя, и максимальная ширина неровности края в диапазоне 15 мкм, при скости фигурного реза более 1 м/с.

Материалы Российского семинара по волоконным лазерам 2016

По результатам экспериментов был создан компактный оптический блок скоростной лазерной резки электродной ленты с компьютеризированным модулем управления и встроен в автомат ML-QP200/300/700-А автоматического изготовления базовых электродов, вместо механического отрубного штампа. Оптический блок (Рисунок 2) построен на основе волоконного импульсно-периодического лазера Фирмы IPG-Photonics модель YLP-V2-1-100-100-100. Средняя мощность до 100 Вт, длина волны излучения 1.06мкм, максимальная частота импульсов 200КГц. Излучение лазера 1 после коллиматора 2 отклоняется неподвижным зеркалом 3 на зеркало 4, установленное на движущемся портале. Привод портала выполнен на основе точной ременной передачи и моментного двигателя с датчиком угла поворота. Далее излучение попадает в поворотное зеркало оптической головки 5 перемещающейся вдоль портала с помощью скоростных моментных двигателей.



Рисунок 2. Чертеж модуля лазерной резки с оптическими элементами. 1-выходной коллиматор лазера; 2-расширитель лазерного пучка; 3-неподвижное поворотное плоское зеркало; 4 – поворотное плоское зеркало портала; 5- оптическая каретка; 6- объектив.

Основные технические характеристики автоматической системы на основе лазерного блока фигурной отрезки.

Толщина электродной ленты, мм	0,1-0,3
Ширина реза, не более, мм	0,05
Повторяемость размеров контура на скорости до 0,5 м/с, мм	+/- 0,1 мм
Максимальная производительность, изделий/мин	20 шт.
Форма отреза	программируемая
Дискретность задания контура резки, мм	0,05

- [1] Longkyoung Lee Modeling of high-speed remote laser cutting of electrodes for lithium-ion batteries, dissertation, Mechanical Engineering In The University of Michigan 2012
- [2] M. Luetkea, V. Frankeb, A. Techelb, at. al, A Comparative Study on Cutting Electrodes for Batteries with Lasers. Physics Proceedia 12 (2011) 286–291

Исследование формирования термохимических лазерно-индуцированных периодических поверхностных структур на поверхности различных металлов

<u>А.В. Достовалов</u>^{1,2,*}, В.П. Корольков^{1,2}, В.С. Терентьев¹, К.А. Окотруб¹, Ф.Н. Дульцев³, С.А. Бабин^{1,2}

¹Институт автоматики и электрометрии СО РАН, Новосибирск ²Новосибирский государственный университет, Новосибирск ³Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова, СО РАН, Новосибирск ^{*}E-mail: <u>dostovalov@iae.nsk.su</u>

Микрообработка материалов лазерным излучением с целью изменения или придания новых свойств их поверхности бурно развивается в последнее Так было продемонстрировано изменение лесятилетие. смачиваемости поверхности [1], структурной окраски [2], увеличение биосовместимости титановых имплантов [3], уменьшения коэффициента трения [4] и др. Процесс образования лазерно-индуцированных периодических поверхностных структур (ЛИППС) может оказаться эффективным решением данной задачи, поскольку их образование (с периодом $\Lambda < \lambda$ - длины волны лазерного излучения) происходит в области фокусировки лазерного излучения за счет механизма самоорганизации при существенно большем (по сравнению с периодом структур) диаметре пучка. При этом периодическая структура имеет, как правило, выделенное направление – перпендикулярно направлению поляризации падающего излучения. Формирование абляционных структур на различных материалах (металлах, диэлектриках и полупроводников) довольно детально исследовано к настоящему времени [5,6].

В [7,8] было продемонстрировано формирование нового типа ЛИППС – термохимических (ТЛИППС), которые формируются не за счет абляции, а вследствие окисления пленок металла, поэтому в данном случае происходит рост рельефа в высоту и структуры не загрязняются продуктами абляции, что важно для многих практических применений. Другие особенности данного типа структур состоят в следующем: высокая степень упорядоченности структур, ориентация параллельно поляризации падающего излучения, зависимость периода структур не только от длины волны излучения, но и толщины металлической пленки.

Целью данной работы было определение диапазона экспериментальных параметров (диаметр пучка, мощность излучения, направление поляризации падающего излучения) при котором наблюдается формирование высокоупорядоченных ТЛИППС на поверхности Ті, Сг, Ni и NiCr (с различным содержанием Cr). Данные металлы были выбраны с одной стороны по причине широкого распространения в микроэлектронном производстве и технологиях формирования на поверхности микроструктур различного назначения, с другой стороны по причине значительного различия в физических и химических характеристиках, влияющих на процесс термохимического окисления металла при лазерном воздействии.

На рис. 1 показаны изображения, полученные на СЭМ, ТЛИППС, сформированных на поверхности титана (рис.1а), хрома (рис. 1b) и нихрома (с

a) \overleftarrow{E} \overleftarrow{E} \overleftarrow{E} \overleftarrow{E} \overleftarrow{E} \overleftarrow{E} \overleftarrow{E} \overrightarrow{E} \overrightarrow{E} \overrightarrow

соотношением Ni/Cr - 80/20 (рис. 1с) и 94/6(рис. 1d)).

Рис. 1. Изображения с СЭМ структур записанных на поверхности титана (а) хрома (b), нихрома (80/20) (c), нихрома (94/6) (c).

В случае титана наблюдается формирование высокоупорядоченных ТЛИППС с периодом порядка 950 нм, что близко к длине волны фс лазера (1026 нм). Высота структур достигает 160 нм. В случае пленки хрома помимо ТЛИППС с периодом 930 нм наблюдается формирование абляционных структур с периодом 250-300 нм и ориентированных перпендикулярно направлению поляризации фс излучения. В случае NiCr с содержанием Cr 20% также наблюдается формирование структур с периодом 980 нм, ориентированных параллельно направлению поляризации фс излучения и структур с периодом 250-300 нм, ориентированных перпендикулярно направлению поляризации фс излучения. В случае NiCr с меньшим содержанием Cr (6%) и в случае чистого Ni данные структуры не образуются, а имеет место лишь процесс абляции. Данный эффект может быть объяснен тем, что коэффициента диффузии кислорода через оксид металла на несколько порядков у никеля меньше по сравнению с Ті и Сг. Интересно отметить, что аномально высокая склонность к окислению, свойственная сплаву Ni(94%)Cr(6%), при стационарных условиях термохимического окисления, не проявляется при фемтосекундном лазерном воздействии. В то же время на стандартном нихроме Ni(80%)Cr(20%), плохо окисляющемся в стационарных условиях, формируются оксидные периодические структуры под действием фс излучения.

Работа выполнена при поддержки Российского фонда фундаментальных исследований (грант 16-32-60096).

- [1] P. Bizi-Bandoki et al, Appl. Surf. Sci. 257, 5213-5218 (2011).
- [2] A. Y. Vorobyev et al, Appl. Phys. Lett. 92, 041914-3 (2008).
- [3] E. Fadeeva et al, J. Adhes. Sci. Technol. 24, 2257-2270 (2010).
- [4] I. Gnilitskyi et al, Tribol. Int. 99, 67-76 (2016).
- [5] A. Y. Vorobyev et al, Laser Photon. Rev. 7, 385-407 (2012).
- [6] А. В. Достовалов и др., Квантовая электроника 44, 330-334 (2014).
- [7] B. Öktem et al, Nat. Photonics 7, 897–901 (2013).
- [8] A. V. Dostovalov et al, Laser Phys. Lett. 12, 036101 (2015).

Управление пространственной когерентностью и орбитальным угловым моментом синтезированных оптических полей на основе сложения излучения матрицы волоконных лазеров

В.П. Аксенов, В.В. Дудоров^{*}, В.В. Колосов, Г.А. Филимонов

ФГБУН Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН (ИОА СО РАН) *E-mail: <u>dvv@iao.ru</u>

Предложен способ формирования синтезированных лазерных пучков с управляемой пространственной структурой на основе сложения излучения гексагональной матрицы волоконных лазеров. Метод основан на управлении фазой излучения отдельных субапертур матрицы. Определены требования к параметрам устройства для генерации вихревых пучков и пучков с заданным значением пространственного радиуса когерентности. На основе численного моделирования выполнено сравнение характеристик синтезированного и традиционных пучков при распространении в свободном пространстве и турбулентной атмосфере.

Работа выполнена при финансовой поддержке прикладных научных исследований Министерством образования и науки России (Соглашение № 14.613.21.0035 от 05.11.15).

Особенности применения закона Бугера Ламберта Бэра в анализе цифровых микро изображений

<u>И. Г. Пальчикова</u>^{1,2,*}, Е. С. Смирнов¹, А. А Конев¹

¹ФГБУН Конструкторско-технологический институт научного приборостроения СО РАН, Новосибирск ²Новосибирский национальный исследовательский государственный университет, Новосибирск ^{*}E-mail: <u>Palchikova@gmail.com</u>

Цитологическая диагностика является основным средством раннего распознавания организменных изменений на клеточном уровне. Она решает задачи оценки структурных и функциональных признаков клеток и ядер, в частности, – задачу регистрации распределения хроматиновых субстанций интерфазного ядра. Соотнесение интегральной оптической плотности клеточного ядра и содержания в нем ДНК основывается на законе Бугера-Ламберта-Бэра. Этот закон поглощения света хорошо известен и описывает ослабление параллельного монохроматического пучка света при распространении его в поглощающей среде. Его вывод дается в большинстве учебников по физической



Рис. 1. Зависимость пропускания микроизображений ядер биологических тестовых препаратов от координаты вдоль линии сечения. Один пиксель соответствует 0,183 мкм.



Рис. 2 Расчетные графики зависимости относительной погрешности (отн. ед.) от размера L_x квадратного объекта в мкм(ось абсцисс) и его поглощения, указанного рядом с соответствующими кривыми. Освещение некогерентное.

химии [2] и анализу инструментов [1]. Тем не менее отсутствуют работы, посвященные рассмотрению особенностей применения этого закона в цитофотометрических задачах, где анализируются именно изображения биологических клеток и ядер.

В настоящей работе рассматриваются особенности применимости закона поглощения в компьютерной цитометрии микроизображений клеток и ядер. Обсуждаются особенности работы алгоритмов сегментации применительно к цифровым изображениям с

дифракционным размытием границ, моделирующим пропускание препаратов клеточных ядер, окрашенных Фёльгену. по Определяются пути минимизации дифракционной ошибки В компьютерной цитофотометрии.

Найлены аналитические выражения, позволяющие провести моделирование математическое дифракции в приближении Френеля при построении микроизображения и рассчитать распределения интенсивности и оптической плотности в изображении модельного объекта в когерентном и некогерентном слу- чаях.

Показано, что относительная погрешность, вносимая дифракцией, существенно

зависит от размера объекта и его поглощения, достигая 50% при значительном поглощении (~90%) и малом размере объекта (менее 2 мкм). Определено, что в компьютерной цитофотометрии для измерения длины геномов различных организмов благоприятен выбор стандартов, обладающих меньшей концентрацией ДНК в ядрах, имеющих большие размеры.

В ходе вычислительных экспериментов сравнивались результаты пороговой сегментации, выполняемой, во-первых, с помощью І-алгоритма кластеризации Оцу [3] и, во-вторых, локального ІІ-алгоритма путём вычисления первой и второй производных [4] в пикселях изображения и граница ядра устанавливается линиями, в пикселях которых обнаруживается максимальный градиент яркости.

Проведенные расчёты выявили, что граница геометрооптического изображения практически совпадает с точкой перегиба графика распределения интенсивности в сечении изображения тестового объекта. Этот факт позволяет утверждать, что расчет структурных и геометрических характеристик ядер (или



Рис. 3. Коэффициент вариации результатов алгоритмов I и II приведен в виде графика зависимости от размера стороны тестового квадрата. Максимальная разница в работе алгоритмов наблюдается при размере стороны квадрата порядка 2 пикселя, что соответствует

клеток) предпочтительно выполнять после сегментации изображения по IIалгоритму. Тестирование ІІ-алгоритма определения порога сегментации на основе градиента яркости с помощью объектов с дифракционным перепадом яркости показало возможность достоверной оценки размеров объектов с ограниченной точностью, размером приёмного пиксела. Мы считаем, что данный способ установления порога сегментации должен быть основным в цитофотометрии.

Проведенное нами сравнение двух алгоритмов сегментации выявило, что результаты работы могут их разниться. существенно Размеры найденные тестовых фигур, С использованием І-алгоритма, на ~3-5% отличаются OT найденных с использованием ІІ-алгоритма.

Разработанные тестовые объекты могут быть рекомендованы для сравнения программ обработки изображений препаратов в компьютерной цитофотометрии. Использование тестовых объектов исключает из сравнения вариабельность, присущую биологическим препаратам. Тестовые объекты позволяют произвести объективное сравнение характеристик, получаемых в процессе их количественного оптико-структурного анализа с помощью различных алгоритмов и программ.

- [1] Агроскин Л.С., Папаян Г.В.. Л.: Наука, 1977, 295 с.
- [2] Лакович Дж., М.: Мир, 1986 г. 496 с.
- [3] Otsu N., A, IEEE Transactions on Systems, Man, and Cybernetics, 9, 62-66 (1979)
- [4] Р. Гонсалес, Р. Вудс М.: Техносфера, 2012. 1104 с.

Секция 5 «Лазерная оптика и компоненты: волоконные и гибридные элементы резонатора, интерферометры, дифракционная и интегральная оптика»

Оптические свойства микроструктурированных полых световодов с упрощенной структурой оболочки

А.Д. Прямиков^{*}, Г.К. Алагашев, А.Ф. Косолапов, А.С. Бирюков, И.А. Буфетов

Научный центр волоконной оптики РАН, Москва ^{*}E-mail: <u>pryamikov@fo.gpi.ru</u>

Полые микроструктурированные световоды (ПМС) являются особым типом микроструктурированных волноводов, позволяющих передавать электромагнитное излучение в сердцевине заполненной газом. В конце 20 века был предложен новый тип ПМС с двумерной фотонно - кристаллической оболочкой и круглой полой сердцевиной. Эти ПМС, получившие название НС PCFs (hollow core photonic crystal fibers) (Рис. 1) [1], продемонстрировали возможность пропускания света с потерями на уровне коммерчески доступных оптических волокон [2]. Механизм локализации света в полой сердцевине таких ПМС основан на существовании запрещенных фотонных зон (photonic band gaps). В этих спектральных областях свет, эффективно отражаясь от фотонно кристаллической оболочки, формирует слабо вытекающие моды полой сердцевины. В остальных областях спектра пропускание света сопровождается из – за потерями возбуждения резонансных большими состояний электромагнитного поля различных элементов фотонно – кристаллической оболочки. В 2002 году был создан еще один тип ПМС с фотонно кристаллической оболочкой типа Kagome (Рис. 1) [3]. При этом было продемонстрировано, что локализация света в полой сердцевине основана не на эффекте запрещенных фотонных зон [4], а за счет слабой связи вытекающих мод полой сердцевины с фотонно – кристаллической оболочкой типа Kagome.

В описанных выше примерах ПМС локализация света в полой сердцевине осуществлялась за счет введения сложной микроструктурированной оболочки и сопутствующих ей механизмах эффективного отражения света. Важным шагом, позволившим значительно упростить конструкцию ПМС и получить новые уникальные оптические свойства, было введение так называемой "отрицательной кривизны" границы сердцевина – оболочка [5]. При этом, конструкция поперечного сечения таких ПМС могла быть совершенно простой: либо состоять из обычных капилляров [5, 6], либо иметь несколько более сложную форму [7] (Рис. 1). При этом локализация света в воздухе достигала уровня 99.993%. Это позволило получать волноводный режим даже в тех областях спектра, где материальные потери кварцевого стекла чрезвычайно велики [6]. В случае ПМС с фотонно – кристаллической оболочкой типа Кадоте введение границы сердцевина – оболочка в форме гипоциклоиды (Рис. 1), также позволило получить более эффективную локализацию мод полой сердцевины [8]. В данном докладе рассматриваются оптические свойства ПМС с упрощенной структурой оболочки (Рис. 1) и делается попытка объяснить их уникальные волноводные свойства

Материалы Российского семинара по волоконным лазерам 2016



Рис. 1. Различные типы ПМС из кварцевого стекла: (верхний ряд, слева направо) ПМС с многоугольной сердцевиной и решеткой оболочки типа Kagome; ПМС типа HC PCF (hollow core photonic crystal fiber); ПМС с решеткой в оболочке типа Kagome и формой границы сердцевина – оболочка в виде гипоциклоиды; (нижний ряд, слева направо) первый ПМС с "отрицательной кривизной" границы сердцевина – оболочка (оболочка состоит из слоя соприкасающихся капилляров); ПМС с "отрицательной кривизной" границы сердцевина – оболочка в виде "ice – сгеат сопе"; ПМС с оболочкой из слоя несоприкасающихся капилляров.

Работа выполнена при поддержке гранта Российского Научного Фонда N 16-19-10513.

- [1] J. C. Knight, *Science* **282**, 1476 1478 (1998)
- [2] P. J. Roberts et al., *Opt. Exp.* **13**, 236 244 (2005)
- [3] F. Benabid, J. C. Knight, et. al., *Science* **298**, 399 402 (2002)
- [4] F. Benabid and P. J. Roberts, J. Mod. Opt. 58, 37 41 (2011)
- [5] A. D. Pryamikov et. al., Opt. Exp., 19, 1441 1448 (2011)
- [6] A. N. Kolyadin et. al., Opt. Exp., 21, 9514 9519 (2013)
- [7] F. Yu et. al., *Opt. Exp.*, **20**, 11153 11158 (2012)
- [8] Y. Y. Wang et. al., Opt. Lett., 36, 669 771 (2011)

Продольное распределение температуры полимера активного волокна в условиях генерации лазерного излучения

<u>В. Е. Сыпин</u>^{1,2,*}, Н.В. Воронков¹, К. Ю. Прусаков^{1,2}, О. А. Рябушкин^{1,2}

¹Научно-техническое объединение «ИРЭ-Полюс» ²Московский физико-технический институт (государственный университет) *E-mail: vSypin@ntoire-polus.ru

Выходная мощность современных волоконных лазеров достигает в непрерывном режиме генерации 10 кВт в случае одномодового излучения и 100 кВт в случае многомодового излучения. Увеличение мощности излучения волоконного лазера сопровождается усилением разогрева активной среды. Основной причиной нагрева активного световода является квантовый дефект – разность энергии квантов накачки и генерируемого лазерного излучения, которая преобразуется в тепловую энергию. Дополнительный разогрев волокна происходит также вследствие пассивных потерь излучения накачки и генерируемого излучения, неупругого рассеяния и различных безызлучательных процессов.

Разогрев активного волокна приводит к изменению сечений поглощения и люминесценции активных ионов, что влечет за собой изменение параметров работы лазера: уменьшение выходной мощности излучения, увеличение порога генерации [1]. Увеличение мощности лазерного излучения увеличивает разогрев активного волокна, а это приводит и к изменению волноведущих свойств волокна, что влечет за собой изменение модового состава излучения, а также к деградации защитной полимерной оболочки волокна. Таким образом, температурный контроль является важной задачей для создания источников мощного лазерного излучения, а также для проведения различных температурных исследований активных волокон.

На данный момент в мировой литературе предложено несколько различных способов измерения температуры активного волокна ([2],[3]). Оригинальная методика измерения температуры полимерного покрытия активного волокна недавно была предложена в работе [4].

В предлагаемой работе разрабатывается новый способ измерения температуры полимера активного волокна в условиях генерации или усиления лазерного излучения. Упрощённая блок-схема экспериментальной установки представлена на рис 1.



Рис. 1. Схематический участок активного волокна с металлической проволокой.

В данной работе использовался известный тип активного волокна DSCCP (Distributed Side-Coupled Cladding-Pumped) более распространённое название - GTWave волокно [5]. Вокруг полимерной оболочки активного волокна в виде

отдельных отрезков намотана тонкая металлическая проволока. На рис. 1 схематично представлен участок активного волокна с проволокой, где 1а - волокно с жилой, легированной редкоземельными ионами, 1b - волокно для многомодовой накачки, 1c - полимерная оболочка, 2 - медная проволока, 3 – теплоизолирующий цилиндр для уменьшения воздействия внешней среды на участок активного волокна (на волокне намотано N отрезков проволоки), 4 - миллиометр E6-25.

Во время лазерной генерации происходит разогрев полимерной защитной оболочки активного волокна, вследствие чего происходит изменение электрического сопротивления металлической проволоки, находящейся в тепловом контакте с полимерной оболочкой. При измерении сопротивления (что легко осуществимо при помощи использования современных миллиомметров или мостовых схем) с высокой точностью определяется температура каждого отрезка проволоки. На рис. 2 представлены экспериментальные данные измерения продольного распределения разогрева проволоки относительно комнатной температуры при разных уровнях накачки эрбиевого лазера (в качестве активного волокна использованось кварцевое волокно, легированное ионами иттербия и эрбия, резонатор образован двумя волоконными брэгговскими решетками, длина волны излучения накачки - 960 нм).



Рис. 2. Продольное распределение разогрева проволоки при разных уровнях мощности накачки эрбиевого волоконного лазера.

Температура каждого отрезка проволоки используется в качестве граничных условий для модельного расчета распределения температуры в поперечном сечении кварца и полимера. Температура полимера на поверхности принимается равной температуре проволоки. Расчет проводится на базе стационарных уравнений теплопроводности с известными граничными условиями.

- [1] N. Brilliant, K. Lagonik, Optics Letters 26, 1669-1671 (2001)
- [2] F. Beier et al., Advanced Solid State Lasers (OSA), ATh2A.23 (2015)
- [3] Y. Jeong et al., Optics express 16, 19865-19871 (2008)
- [4] O. Ryabushkin, R. Shaidulin, I. Zaytsev, Optics letters 40, 1972-1975 (2015)
- [5] A. Grudinin et al., US patent № 6826335 (2004)

Моделирование профиля показателя преломления кварцевых волоконных световодов 100/125 с уменьшенной дифференциальной модовой задержкой

А.В. Бурдин^{*}, В.А. Бурдин, А.Е. Жуков, А.С. Петров, Н.Л. Севрук

Поволжский государственный университет телекоммуникаций и информатики *E-mail: <u>bourdine@yandex.ru</u>

В работе представлены результаты моделирования градиентного профиля показателя преломления кварцевых многомодовых оптических волокон (MM OB) с сильно увеличенным – до 100 мкм – диаметром сердцевины и уменьшенной дифференциальной модовой задержкой (DMD – Differential Mode Delay), что позволяет использовать их в сочетании с когерентными источниками оптического излучения приемопередающих модулей коммерческих систем мультигигабитных сетей передачи данных разного назначения.

Используется ранее предложенный подход [1], успешно апробированный для моделирования MM OB 50/125 с уменьшенной DMD – т.н. волокна LDMDF (Low DMD Fibers). Предлагаемое решение базируется на выборе специализированной формы профиля показателя преломления, обеспечивающей выравнивание задержек направляемых мод заданного порядка относительно некоторого опорного значения t_{BASE} . Конструкция предлагаемого OB, которое, в общем случае, удовлетворяет условиям приближения слабонаправляющего оптического волновода, является традиционной: представляет собой кварцевую сердцевину, легированную Германием (SiO₂–GeO₂), диаметр которой составляет 100 мкм, окруженную одной внешней сплошной оболочкой из чистого кварца SiO₂.

В результате искомая форма профиля показателя преломления в пределах области сердцевины волокна LDMDF выбирается таким образом, чтобы обеспечивалась минимизация некоторой величины *F*, которая описывается выражением вида:

$$F = \sum_{j=1}^{M} \left(t_{d(j)} - t_{BASE} \right)^2,$$
(1)

где $t_{d(j)}$ – искомое значение задержки *j*-ой направляемой моды азимутального *l* и радиального *m* порядка $LP_{lm}^{(j)}$ диаграммы DMD, соответствующей синтезируемому профилю показателя преломления волокна LDMDF; t_{BASE} – некоторое опорное значение модовой задержки, относительно которого осуществляется выравнивание задержек направляемых мод LP_{lm} заданных порядков; M – число направляемых мод, переносящих мощность маломодового оптического сигнала в многомодовом OB, для которых оптический фактор ограничения составляет не менее 0,5 ($P_{co(j)} \ge 0,5$), а нормированная амплитуда – не менее 0,1. Значение M, главным образом, определяется следующими факторами: 1) условиями ввода сигнала с выхода лазера в MM OB (в данной работе рассматривается центрированный ввод через одномодовый согласующий световод, представляющий собой стандартное одномодовое OB рек. ITU-T G.652); 2) составом поперечных мод излучения, которое формируется непосредственно на выходе источника и зависит от типа лазера и его соответствующих характеристик, а также 3) прогнозом появления новых модовых компонент, обусловленного нерегулярной структурой OB и наличием микро- и макроизгибов волокон в кабеле, неизбежно возникающих при инсталляции ВОЛП. При этом, в отличие от известных решений, опорное значение модовой задержки t_{BASE} предлагается выбирать из диапазона значений диаграммы DMD, построенной, как было выше отмечено, для *M* направляемых мод заданного порядка, многомодовых OB последних поколений – например, OB 50/125 кат. OM2+...OM4 [2].

В процессе минимизации указанной величины F необходимо многократно решать прямую задачу анализа многомодового волоконного световода с направленно изменяемыми параметрами. Аргументы целевой функции F представляют собой массив параметров h_k , полностью описывающий профиль показателя преломления OB. Для этой цели предлагается использовать разработанную ранее модификацию приближения Гаусса [3], обобщенную на случай расчета параметров передачи направляемых мод произвольного порядка, распространяющихся в слабонаправляющих OB с произвольным осесимметричным профилем показателя преломления, ограниченным одной внешней сплошной оболочкой, для представления которого используется подход метода стратификации.



Рис. 1. Результаты моделирования градиентного профиля показателя преломления MM OB LDMDF 100/125: спектральные характеристики DMD в диапазоне «О» опорного и расчетного профилей показателя преломления.

На рис. 1 представлены результаты расчета спектральных характеристик DMD относительно среднего значения модовой задержки в диапазоне «О», соответствующие опорному профилю типового MM OB [2] и расчетному профилю показателя преломления LDMDF 100/125, который обеспечивает уменьшение DMD более чем в 3 раза, по сравнению с традиционными MM OB 100/125.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 16-37-6001515 мол_а_дк и гранта Президента РФ в рамках научного проекта МД-9418.2016.8

- [1] A.V. Bourdine, Proceedings of SPIE 7992, 799208-1 799208-12 (2011)
- [2] А.В. Бурдин, К.А. Яблочкин, Инфокоммуникационные технологии 2, 22 27 (2010)
- [3] A.V. Bourdine, Proceedings of SPIE 6605, 660509-1 660509-13 (2007)

Быстродействующие полупроводниковые зеркала для пассивной синхронизации мод лазеров ближнего ИК диапазона

Г.М. Борисов¹, В.Г. Гольдорт¹, Д.В. Ледовских¹, А.А. Ковалёв¹, В.В. Преображенский, М.А. Путято, <u>Н.Н. Рубцова</u>^{1,*}, Б.Р. Семягин¹, В.Э. Кисель², А.С. Руденков², Н.В. Кулешов², А.А. Павлюк³

¹Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН ²Центр оптических материалов и технологий Белорусского национального технического университета, Беларусь, Минск ³Институт неорганической химии им. А.В. Николаева СО РАН *E-mail: <u>rubtsova@isp.nsc.ru</u>

Полупроводниковые зеркала с насыщающимся поглощением, известные в англоязычной литературе как SESAM (semiconductor saturable absorbtion mirror) [1], являются эффективным и сравнительно недорогим способом получения режима пассивной синхронизации мод, и применяются для широкого класса лазеров. Такие зеркала должны иметь высокую отражательную способность в области усиления лазера, обеспечивать заданный уровень насыщаемых потерь при минимуме ненасыщаемых потерь и высоком быстродействии.

Полупроводниковые зеркала с насыщающимся поглощением разработаны в ИФП СО РАН и использованы в фемтосекундных лазерах Yb^{3+} :KY(WO₄)₂ [2] и Уb:КGW ближнего инфракрасного диапазона [3]. Высокая оптическая эффективность, высокая средняя выходная мощность, а также близость формы фемтосекундных импульсов к спектрально ограниченной подтверждают высокое качество зеркал. Время восстановления отражательной способности зеркал с наноструктурированными барьерами, использованных в [2,3], на два порядка величины короче (соответственно, быстродействие выше), чем для зеркал на основе квантовых ям с толстыми барьерами. Механизм укорочения времени восстановления зеркал связан с туннелированием носителей зарядов между увеличением скорости электронно-дырочной квантовыми ямами И с рекомбинации на большом числе гетерограниц.

Кинетика отражения зеркал исследована методом накачка-зондирование с двойной модуляцией, что позволило практически полностью удалить из регистрируемого сигнала вклад рассеяния излучения накачки и достичь минимально регистрируемого уровня относительного изменения отражения $\Delta R/R=10^{-5}$ [4].

Обсуждаются перспективы конструирования зеркал с насыщающимся поглощением, пригодных для получения фемтосекундных импульсов в области длин волн излучения 1 - 3 микрон.

Литература

 Keller U., Weingarten K. J., Kärtner F. X. et al., IEEE J. Selected Topics in Quantum Electronics (JSTQE), 2, 435-453 (1996)

[2] A.A. Kovalyov, V.V. Preobrazhenskii, M.A. Putyato et al., Laser Physics Letters, 12, 075801 (2015)

[3] V.E. Kisel', A.S. Rudenkov, A.A. Pavlyuk et al., *Optics Letters*, **40**, 2707-2710, (2015)

[4] N.N. Rubtsova, G.M. Borisov, V.G. Gol'dort et al., Laser Physics 26, 025001 (2016)

Электрооптические устройства на основе хромофорсодержащих полиимидов

<u>А.Э. Симанчук</u>^{1,*}, С.Н. Атутов¹, Н.А. Валишева², С.Л. Микерин¹, А.И. Плеханов¹, В.А. Сорокин¹, А.В. Якиманский³

¹Институт автоматики и электрометрии СО РАН, Новосибирск ²Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, Новосибирск ³Институт высокомолекулярных соединений РАН *E-mail: <u>simmk@yandex.ru</u>

Современные достижения оптоволоконной и СВЧ техники располагают к интеграции этих направлений с целью создания сверхширокополосных каналов передачи данных В оптическом диапазоне, а также перспективных помехоустойчивых радиолокационных систем. Связующим и ключевым звеном, двух позволяющим реализовать объединение направлений. являются управляющие компоненты, выполненные в микрочиповом исполнении, основой которых, в свою очередь, являются чувствительные компактные сверхскоростные электрооптические модуляторы.

Поиск и исследование сред, на основе которых представляется возможным создать сверхскоростные модуляторы целесообразно вести среди полимеров, функцианализированных активными хромофорами (т.н. хромофорсодержащие полимеры, или общепринято ЕО (electro-optical) polymers). Нелинейнооптическим компонентом в таких средах являются хромофоры – органические молекулярные комплексы с большой электронной гиперполяризуемостью.

Хромофорсодержащие полимеры обладают огромным потенциалом с точки зрения формирования на их основе различных электрооптических и фотонных устройств, таких как оптические переключатели, электрооптические модуляторы и устройства оптической логики. Упорядоченные внешним полем пленки материалов демонстрируют квадратичные оптические нелинейности, на один-два порядка превышающие аналогичные в твердотельных неорганических кристаллических структурах. Указанная высокая нелинейность позволяет на порядок снизить рабочее напряжение модуляторов [1, 2].

В работе представлены результаты исследований дисперсии и температурной стабильности нелинейно-оптического отклика оригинальных полиимидов с ковалентно присоединенными хромофорами DR1 и DR13. Нелинейно-оптический отклик измерялся по интенсивности генерации второй гармоники методом мейкеровских биений. Максимальные величины нелинейно-оптического отклика составили 80-120 пм/В. Показано, что нелинейный отклик остается стабильным при температурах до 120 °C.

Экспериментально продемонстрированы модуляционные свойства электрооптических устройств, созданных на основе исследованных материалов.

Работа выполнена при частичной поддержке гранта РФФИ № 14-29-08134.

- [1] L.R. Dalton, W.H. Steier et. al., J. Mater. Chem. 9, 1905-1920 (1999)
- [2] L.R. Dalton, P.A. Sullivan, and D.H. Bale, Chem. Rev. 110, 25–55 (2010)

Применение дифракционной оптики для преобразования лазерных пучков

<u>Р.К. Насыров</u>, А.Г. Полещук^{*}, В.П. Корольков, А.Г. Седухин

Институт автоматики и электрометрии СО РАН, Новосибирск ^{*}E-mail: <u>poleshchuk@iae.nsk.su</u>

Спектр применения ДОЭ в различных областях оптики, в том числе в лазерной технике, постоянно расширяется. Дифракционная оптика предоставляет оптимальные решения для управления амплитудой, фазой и поляризацией лазерного излучения. Исследования по дифракционной оптике были начаты в Институте автоматики и электрометрии СО РАН в конце 70-х годов прошлого века и направлены как на разработку новых методов изготовления ДОЭ, так и на создание элементов и устройств на их основе. В настоящей работе представлен краткий обзор некоторых практических результатов разработки ДОЭ для лазерных систем. Запись дифракционных структур осуществлялась в полярной системе координат на круговой лазерной записывающей системе воздействием на регистрирующий материал сфокусированного до размера 0.5 мкм лазерного пучка с длиной волны 532 или 405 нм.

Гомогенизаторы. В ряде задач необходимо обеспечить формирование пучков с заданным распределением интенсивности, слабо зависимым от искажений исходного распределения. Для преобразования излучения эксимерного лазера (λ =193.3 нм) разработан гомогенизатор, формирующий пятно с распределением близкому к Гауссову. На рис. 1 показано исходное распределение интенсивности в пучке лазера (а), многоуровневая фазовая Фурьеголограмма (3х7 мм) (б), и распределение интенсивности в сформированном пятне (в). Дифракционная эффективность в серии элементов, изготовленных методом проекционной растровой фотолитографии, составила от 86 до 95%.



Решетки Дамманна. Многопорядковые дифракционные решетки (МДР) незаменимы в системах деления лазерных пучков. Разработаны методы расчета и технология изготовления МДР обеспечивающих формирование растров пучков с малыми искажениями (<0.1 λ). На рис. 2 показаны примеры микроструктур одномерной и двумерной МДР с минимальным периодом 1 мкм (а,б) и результаты их работы (в,г).

Острая фокусировка излучения. Предложен и исследован новый тип «сухого» высокоаперурного (NA~1) зеркально-дифракционного объектива с большим рабочим отрезком (1 мм) и внутренним преобразованием формы входного излучения в пучок с кольцевой апертурной функцией. Диаметр

лазерного пятна в фокальной плоскости объектива составляет около 100 нм при рабочей длине волны 266 нм и радиальной поляризации входного излучения. Профиль функции рассеяния точки данного объектива близок к бесселевой функции первого рода нулевого порядка.

Аттенюаторы излучения. Предложен и исследован новый класса ДОЭ – дифракционные аттенюаторы (ДА) с переменным пропусканием. Показано, что фазовые ДА в виде рельефных круговых дифракционных решеток с периодом от 2 до 6 мкм и переменной скважностью неселективны к поляризации и позволяют регулировать излучение мощных импульсных (в том числе фемтосекундных) и непрерывных лазеров в диапазоне более 100 раз.



Внутрирезонаторые корректоры. Разработаны и изготовлены дифракционные и гибридные корректоры волнового фронта для активных элементов YAG:Nd³⁺ лазеров диаметром до 45 мм с амплитудой искажений до 3 длин волн. На рис.3 показана фазовая карта активного элемента до и после коррекции (а, б), а также распределение в фокальном пятне до и после коррекции (в,г). Порог разрушения корректоров превышал 17 Дж/см² на длине волны 1064 нм.



Микролинзовые растры. Одномерные (цилиндрические микролинзы) и двумерные (элементарная линза – квадратной или гексагональной формы) микролинзовые растры находят широкое применение в лазерной метрологии и технологии (многопучковая параллельная запись и получение равномерного распределения интенсивности). На рис. 4 показана примеры профиля поверхности дифракционных осесимметричной и внеосевой микролинз.



Рис. 4. Типы микролинзовых растров.

Заключение. Представлен обзор работ по расчету и изготовлению созданию ДОЭ с бинарным, многоуровневым и непрерывным профилем, выполненных в лаборатории лазерных технологий ИАиЭ СО РАН, для преобразования лазерных пучков.

Генерация на одной продольной моде в волоконном лазере с отражательным интерферометром

В.С. Терентьев, В.А. Симонов*, С.А. Бабин

Институт автоматики и электрометрии СО РАН, Новосибирск *E-mail: <u>simonovva@iae.sbras.ru</u>

Волоконные лазеры, излучающие на одной продольной моде применяются в различных оптических приложениях. Существуют различные методы для получения такой одномодовой генерации в волоконных лазерах, среди которых можно выделить основные: волоконную брэгговскую решетку (ВБР) [1], распределенную обратную связь (РОС) [2], волоконный интерферометр Фабри-Перо (ИФП) [3], кольцевые резонаторы (например, эффект Вернье) [4], микрооптические устройства с дифракционной решеткой [5].

В данной работе мы впервые применили волоконный многолучевой отражательный интерферометр (ВОИ) для селекции длины волны в волоконном лазере с линейным резонатором. Преимущества применения ВОИ перед выше перечисленными заключаются его работе отраженном В В свете характеристиками интерферометра Фабри-Перо, В возможности быстрой спектральной перестройки максимального коэффициента отражения на всю область свободной дисперсии интерферометра, а также в использовании более доступной технологии изготовления компонентов, связанной с формированием тонкопленочных металло-диэлектрических покрытий. Отражательные интерферометры ранее применялись для селекции частоты излучения объемных лазеров, в которых была получена генерация на одной продольной моде [6].

Схема лазера показана на рисунке (Рис. 1). Она включает минимальное количество компонентов. Активным элементом является полупроводниковый усилитель с волоконными выходами (SOA). Роль выходного зеркала играет ВБР, заклеенная в ферулу и состыкованная с ответной ферулой резонатора. Задним зеркалом резонатора является ВОИ. На выходе лазера установлен оптический изолятор. Длина резонатора лазера варьировалась: L_c=2,2, 0,7, 0,19, 0,135 м. При укорачивании резонатора стабильность генерации одной продольной моды улучшалась, падала зависимость от температурных эффектов. Подробные измерения характеристик лазера проведены для длины L_c=0,135 м. База ВОИ так, чтобы область свободной дисперсии соответствовала подобрана спектральной ширине ВБР, что обеспечить выделение одной продольной моды.



Рис. 1 Схема лазера: ВБР – волоконная брэгговская решетка ($\lambda_{BБP}$ =1529 нм, $\Delta\lambda$ =0,9 нм); SOA – полупроводниковый оптический усилитель с волоконными выходами; Оптический изолятор; ВОИ – волоконный отражательный интерферометр; L_C=135 мм, L=0,93 мм.



Рис. 2 Характеристики излучения лазера: (а) вблизи порога генерации; (б) мощность генерации 1 мВт; (в) пропускание сканируемого эталона Фабри-Перо; (г) радиочастотный спектр биений.

В работе демонстрируется метод получения генерации на одной продольной моде в волоконном лазере с линейным резонатором, в котором в качестве усиливающей среды использован полупроводниковый оптический усилитель, а зеркала резонатора представляют собой волоконную брэгговскую решетку и волоконный многолучевой отражательный интерферометр. Характерные параметры излучения лазера следующие (Рис. 2): длина волны 1529,24 нм, оптическая мощность 1 мВт, ширина линии генерации 217 кГц и отношение осей поляризации >30 дБ. Данный вариант лазера может быть использован либо для быстрой перестройки длины волны излучения скачками по 6 пм в пределах ширины брэгговской решетки (~0,9 нм) с помощью перестройки длины базы отражательного интерферометра, либо для медленной непрерывной перестройки длины волны генерации при температурном нагреве резонатора.

- [1] K. Hsu and S. Yamashita, J. Lightw. Technol., 19 (4), 520-526 (2001).
- [2] B. Yin, S. Feng, et. al., IEEE Phot. J. 7 (3), 1501909-9 (2015).
- [3] H.Y. Ryu, W.-K. Lee, et. al., Opt. Comm. 275, 379–384 (2007).
- [4] A. Li, Q. Huang, W. Bogaerts, Photon. Res. 4 (2), 84-92 (2016).
- [5] M.F. Shirazi, M. Jeon, J. Kim, Chin. Opt. Lett. 14 (1), 011401 (2016).
- [6] J.K. Jabczynski, I.I. Peshko, J. Firak, Appl. Opt. 36 (12), 2484-2490 (1997).

Измерение пространственно-временной динамики волоконных систем

<u>И.Д. Ватник¹</u>, Д. В. Чуркин¹

¹ Новосибирский государственный университет *E-mail: ilya.vatnik@gmail.com

В работе рассматривается новая концепция изучения пространственновременных режимов генерации в лазерах, при которых в излучении одновременно сосуществуют несколько существенно различных временных масштабов (один из которых связан со временем обхода резонатора): зависимость интенсивности от времени рассматривается в двух измерениях, одно из которых соответствует эволюции по последовательным обходам резонатора. Мы рассматриваем разнообразие пространственно-временных режимов генерации в волоконных лазерах различных типов, в том числе квазинепрерывных лазерах, импульсных лазерах с пассивной и активной сихронизацией мод. В работе демонстрируется возможность экспериментального детектирования локализованных структур, в том числе солитонов, в излучении волоконных лазеров.

Концепция измерений динамики излучения в пространственно-временной области хорошо дополняет методы характеризации лазерного излучения во временном представлении. Упомянем, например, частотно-разрешающее оптическое стробирование (frequency-resolved optical gating, FROG), основанное на использовании нелинейной оптической среды для измерения корреляции импульса исследуемого сигнала со стробирующим импульсом, задержка которого по отношению к сигналу может регулироваться. Полученный при разных значениях задержки набор спектров авто- (в случае взаимодействия сигнала с его собственной сдвинутой по времени копией) или перекрёстно-корреляционных (в случае независимого стробирующего сигнала) импульсов позволяет однозначно восстановить как амплитудный, так и фазовый профили исследуемого сигнала, таким образом осуществляя его полную характеризацию. Однако практически указанный метод используется для изучения периодически повторяющихся процессов, таким образом с помощью него невозможно восстанавливать пространственно-временную динамику излучения систем со стохастической временной динамикой, рассмотренных в данной работе.

Дополнительные возможности появляются при сочетании пространственновременных измерений с оптическим гетеродинированием, которое позволяет изучать динамику оптического спектра квазинепрерывных волоконных источников с высоким разрешением. Это делает возможным экспериментальное изучение статистических свойств не только временной динамики, но также и спектральной динамики как традиционных, так и стохастических лазеров с распределённой обратной связью. Применяя дисперсионное преобразование Фурье, можно экспериментально в реальном времени наблюдать солитонные взрывы и подробности такого рода событий, генерацию гигантских волн и комбинационных аномальных волн в лазерах с частичной синхронизацией мод, выявлять межимпульсную стохастичность и когерентность в лазерах с синхронизацией мод и наблюдать спектральную динамику реального времени во время установления генерации в оптическом параметрическом генераторе. Совместное использование методов спектральных измерений, пространственно-временных подходов и статистического анализа может предоставить дополнительные сведения о фундаментальной физике волоконных лазеров. В работе также обсуждаются перспективы предложенно-го подхода.

Работа была проведена при поддержке Министерства науки и образования Российской Федерации (Соглашение 14.584.21.0014, уникальный идентификатор RFMEFI58415X0014).

Литература

[1] S. V. Smirnov. et. al., Opt. Express 23 (21) 27606–27611 (2015)

[2] S. Sugavanam et. al., Scientific Reports 6 23152 (2016)

[3] D. V. Churkin et. al., Opt. Lett. 35(19) 3288-3290 (2010)

Оглавление

Программа семинара	3
С.Л. Семенов, О.Н. Егорова, М.С. Астапович. Многосердцевинные волоконные световоды - текущее состояние и перспективы применений.	20
В.Я. Принц, А.Б. Воробьев, К.Б. Фритцлер. 3D печать для нанофотоники.	22
Р.Р. Юнусов. Российский квантовый центр: сочетание фундаментальной науки и прорывных технологий.	23
Р.Е. Носков. Оптомеханика в микроструктурированных световодах.	25
А.Шипулин. Компоненты нанофотоники для телекоммуникационных применений.	27
А.И. Маймистов, Е.И. Ляшко. Линейные и нелинейные волны в гиперболическом волноводе.	29
А.П. Виноградов, Н.Е. Нефедкин, Е.С. Андрианов, А.А. Лисянский, А.А. Пухов. Сверхизлучение недиковских состояний.	31
С. Белан, В. Парфеньев, С. Вергелес. Аномальное преломление и отражение видимого света при рассеянии на решетке серебряных димеров.	33
Д.А. Шапиро Д. Нис, О.В. Белай, М. Вурм, В.В. Нестеров. Оптическое поле у входа в субволновую щель.	34
Н.А. Гиппиус. Особенности переключения нелинейной нанофотонной системы под действием пикосекудного импульса.	36
Ю.Г. Гладуш, О.И. Медведков, С.А. Васильев, Д.С. Копылова, В.Я. Яковлев, А.Г. Насибулин. Термическая перестройка спектра волоконных решеток с помощью резистивного покрытия на основе однослойных углеродных нанотрубок.	37
E. Galanzha, R. Weingold, D.A. Nedosekin, M. Sarimollaoglu, J. Nolan, W. Harrington, A.C. Кучьянов, Р.Г. Пархоменко, F. Watanabe, Z. Nima, A. Biris, А.И. Плеханов, М.I. Stockman, V.P. Zharov. Спазеры как биологический зонд.	39
А.В. Дышлюк, Е.В. Мицай, О.Б. Витрик, Ю.Н. Кульчин . Интегрально-оптические плазмон-поляритонные рефрактометры на основе симметричной и антисимметричной плазмонных мод: сравнительный анализ.	40
А.В. Паньков, И.Д. Ватник, Д.В. Чуркин, А.А. Сухоруков. Волноводный эффект и поверхностные волны в синтетических фотонных решетках.	42

С.В. Фирстов, Е.М. Дианов. Прогресс в области разработки висмутовых 45 волоконных лазеров и усилителей для спектральной области 1600 – 1800 нм.

А.В. Лагута, Б.И. Денкер, С.Е. Сверчков, И.М. Раздобреев. Магнито- 47 оптические исследования стёкол легированных висмутом.

М.И. Беловолов, Е.М. Дианов, М.А. Мелькумов, В.М. Парамонов. 49 Волоконный висмутовый лазер с широкой непрерывной перестройкой в диапазоне длин волн 1360 - 1510 нм.

О.В. Бутов, А.А. Рыбалтовский, М.Ю. Вяткин, С.М. Попов, 51 **Ю.К. Чаморовский, К.М. Голант.** 1030 нм волоконный лазер с распределенной обратной связью с резонатором длиной 2 см.

С.Р. Абдуллина, А.А. Власов, И.А. Лобач, О.В. Белай, Д.А. Шапиро, 53 **С.А. Бабин**. Одночастотный иттербиевый волоконный лазер с распределенной обратной связью на основе случайной ВБР.

О.Н. Егорова, С.Л. Семенов, С.Е. Сверчков, Б.И. Галаган, 55 Б.И. Денкер, Е.М. Дианов. Световоды с высокой концентрацией активных редкоземельных ионов с сердцевиной из фосфатного и оболочкой из кварцевого стекла.

Б.И. Галаган, Б.И. Денкер, О.Н. Егорова, В.А. Камынин, 57 А.А. Поносова, С.Е. Сверчков, С.Л. Семенов, В.Б. Цветков. Компактный широкополосный волоконный источник излучения на основе Er³⁺/Yb³⁺ композитного волокна.

И.А. Лобач, Р.В. Дробышев, А.А. Фотиади, Е.В. Подивилов, 59 **С.И. Каблуков**. Динамические фазовые решетки в волоконном лазере с самосканированием частоты.

А.А. Колегов, А.В. Черникова, Е.А. Белов, А.О. Лешков. Тулиевый 61 волоконный лазер.

Л.Н. Бутвина, А.Г. Охримчук, А.Л. Бутвина. Активные в среднем ИК 63 диапазоне многокомпонентные кристаллические световоды.

А.Н. Стародумов. Прогресс в фемтосекундных волоконных системах. 66

Д. Мясников, А. Баранов, И. Ульянов, Д. Протасеня, И. Бычков. 67 Мощные волоконные лазеры ультракоротких импульсов для микрообработки материалов.

С. Кобцев, А. Насибулин, А. Иваненко, Ю. Гладуш. Синхронизация 69 мод волоконного лазера с помощью углеродных нанотрубок, полученных аэрозольным способом.

С.С. Алешкина, О.И. Медведков, М.И. Беловолов, М.М. Бубнов, 71 **М.Е. Лихачев**. Стабилизация длины волны излучения волоконного лазера на основе пассивного нелинейного кольцевого зеркала.

А.В. Иваненко, С.В. Смирнов, С.М. Кобцев, А.В. Кеммер, М.Д. 73 **Гевразиев, А.Ю. Кохановский**. Волоконный импульсный лазер с РМрезонатором в форме восьмёрки.

А.И. Трикшев, В.А. Камынин, В.Б. Цветков. Импульсный иттербиевый 76 волоконный лазер с энергией импульса 10 мкДж.

Д.С. Харенко, А.Г. Кузнецов, В.А. Гонта, С.А. Бабин. Генерация и 78 усиление сильночирпованных диссипативных солитонов в полностью волоконной схеме.

И.О. Золотовский, Д.А. Коробко, А.А. Фотиади. Предусилительный 80 каскад на основе элементов нелинейной спектральной компрессии для генерации импульсов высокой энергии.

Л.А. Мельников, М.В. Рябинина. Векторная модель Er³⁺ волоконного 82 лазера сверхкоротких импульсов.

С.В. Смирнов, С.М. Кобцев. Двухмасштабные импульсы в волоконных 84 лазерах.

М. Чернышёва, А. Беднякова, А. Рожин. Генерация устойчивых 86 солитонных молекул в тулиевом волоконном лазере с насыщающимся поглотителем на основе двустенных углеродных нанотрубок.

И.О. Золотовский, Д.А. Коробко, А.А. Фотиади. Связанные состояния 88 импульсов в волоконном лазере с гибридной синхронизацией мод.

В.А. Бурдин, А.В. Бурдин. Результаты моделирования нелинейного 91 маломодового распространения оптического импульса в волоконном световоде.

И.С. Чеховской, А.М. Рубенчик, С.К. Турицын, М.П. Федорук, 93 **О.В. Штырина**. Нелинейное сложение чирпированных оптических импульсов в многосердцевинных световодах.

А.М. Хегай, М.А. Мелькумов, Д.В. Мясников, Е.М. Дианов. 95 Висмутовый волоконный лазер УКИ на нелинейном оптическом кольцевом зеркале, работающий в области 1.3 микрон.

В.А. Камынин, С.А. Филатова, И.В. Жлуктова, В.Б. Цветков. 97 Пикосекундный гольмиевый волоконный лазер с накачкой на длине волны 1125 нм.

А.Н. Киреев, А.В. Конященко, А.В. Таусенев Д.А. Тюриков, 98 **А.С. Шелковиков, Д.В. Шепелев, М.А. Губин**. Комб-генераторы на основе Ег волоконных лазеров со стабилизацией частотных параметров.

Н.А. Коляда, Б.Н. Нюшков, В.С. Пивцов, А.С. Дычков, В.И. Денисов. 100 Стабилизация волоконного синтезатора частот с использованием акустооптического модулятора.

И.В. Колоколов, В.В. Лебедев, Е.В. Подивилов, С.С. Вергелес. Теория 103 случайного волоконного лазера.

Л.Л. Огородников, С.С. Вергелес, В.В. Лебедев. Статистика излучения 105 сверхдлинного волоконного лазера с обратной связью на случайных рассеивателях.

Е.А. Злобина, С.И. Каблуков, С.А. Бабин. Генерация линейно- 107 поляризованного излучения в области 1,4 мкм в каскадном ВКР-лазере со случайной распределенной обратной связью.

Е.А. Злобина, И.Д. Ватник, С.И. Каблуков, С.А.Бабин. Двухпиковая 109 структура спектра генерации волоконного ВКР-лазера со случайной распределенной обратной связью.

И.А. Лобач, С.И. Каблуков, М.И. Скворцов, Е.В. Подивилов, 111 **С.А. Бабин, М.А. Мелькумов, Е.М. Дианов**. Узкополосная генерация в висмутовом волоконном лазере со случайной распределенной обратной связью.

М.М. Худяков, М.Е. Лихачёв, М.М. Бубнов, Д.С. Липатов, 113 **А.Н. Гурьянов.** Световод с трёхслойной сердцевиной для повышения порога вынужденного рассеяния Мандельштама-Бриллюэна.

О.Л. Антипов. Гибридные волоконно-твердотельные лазеры с 116 параметрическим преобразованием частоты в средний ИК диапазон.

С.И. Каблуков, Е.А. Злобина, М.И. Скворцов, И.Н. Немов, 118 А.А. Вольф, А.В. Достовалов, С.А. Бабин. Непрерывная ВКР-генерация в градиентном световоде с многомодовой диодной накачкой.

А.А. Сурин, С.В. Ларин, Т.Е. Борисенко, К.Ю. Прусаков, 120 **Ю.С. Стирманов.** Мощные непрерывные лазеры видимого диапазона с накачкой волоконным лазером.

Т.Е. Борисенко, А.А. Сурин, Е.И. Заблоцкая, О.А. Рябушкин. 122 Прецизионное измерение коэффициентов оптического поглощения в периодически полированном кристалле танталата лития.

С.Л. Микерин, А.И. Плеханов, А.Э. Симанчук, А.В. Якиманский. 124 Возбуждение широкополосного терагерцового излучения в полингованных нелинейно-оптических полимерах.

А.С. Берёза. Рассеяние волны на параллельных цилиндрах в борновском 127 приближении.

И.О. Золотовский, Д.А. Коробко, С.Г. Моисеев. Эволюция плазмон-128 поляритонной волны в тонкой проводящей пленке в режиме модуляционной неустойчивости.

С.А. Филатова, В.А. Камынин, И.В. Жлуктова, В.Б. Цветков. 130 Усиление пикосекундных импульсов двухмикронного диапазона.

И.С. Жданов, Д.С. Харенко, Е.В. Подивилов, С.А.Бабин, 132 **А.А. Аполонский, А.Е. Беднякова, М.П. Федорук, С.К. Турицын.** Генерация чирпованных диссипативных солитонов в полностью волоконном эрбиевом лазере. **О.В. Штырина, С.А. Ефремов, А.С. Скидин, И.А. Яруткина,** 134 **М.П. Федорук, С.К. Турицын.** Теоретический анализ эволюции сигнала в усиливающей среде для волоконных лазеров различной конфигурации.

Е.В. Подивилов, О.В. Штырина, Д.А. Машарова, А.С. Скидин, 136 **И.А. Яруткина, М.П. Федорук.** Теоретический анализ свойств излучения длинного волоконного лазера.

Е.И. Донцова, С.И. Каблуков, И.Д. Ватник, С.А. Бабин. Удвоение 138 частоты случайного волоконного лазера с ВКР усилением.

А.Г. Кузнецов, Д.С. Харенко, Е.В. Подивилов, С.А. Бабин. 140 Импульсный ВКР лазер с гибридной активной и пассивной синхронизацией мод.

Ф.А. Степанов. Примесные дефекты в алмазах из Якутии и россыпей 142 Сао-Луис: исследование методом конфокальной сканирующей флуоресцентной микроспектроскопии.

В.Д. Андреев, О.Г. Морозов, И.И. Нуреев, Л.М. Сарварова. Фотонный 143 датчик электрического поля с амплитудно-фазовой модуляцией.

А.Ж. Сахабутдинов, И.И. Нуреев. Решение задач калибровки 145 совмещенных волоконно-оптических датчиков.

М.В. Дашков, Е.В. Дмитриев, Г.И. Леонович, В.С. Казакевич, 147 **В.И. Чепурнов.** Датчик магнитного поля на основе волоконной решетки Брэгга для измерения частоты вращения вала электродвигателя.

В.А. Бурдин, И.В. Григоров, В.Г. Карташевский, Л.В. Адамович. 149 Анализ помехоустойчивости алгоритмов цифровой обработки сигналов когерентного оптического демодулятора.

И.З. Латыпов, А.Г. Шмелев, А.А. Талипов. Формирование чистых 150 однофотонных состояний для приложений квантовых коммуникаций с помощью генерации неклассических световых полей в фотонно-кристаллических волокнах.

А.С. Кондрашина, Д.С. Яцко. Исследование электрохимических 152 характеристик поверхности магниевого сплава, полученной в результате лазерного резания.

А.И. Гришин, Г.Г. Матвиенко, С.В. Яковлев. Концепция волоконного 154 доплеровского метеолидара для определения характеристик ветра.

В.Д. Угожаев. Перестройка периода голографической решётки путем 156 вращения двухлучевого интерферометра.

Ф.А. Егоров, В.Т. Потапов. Оценки нестабильностей параметров 158 автоколебаний в волоконных лазерах с микрооптомеханическими резонансными структурами.

И.В. Волков, И.С. Королев, Н.П. Хатырев, А.А. Щербина. Установка 160 на основе волоконного пикосекундного лазера и ее применение для измерений быстродействия приемников лазерного излучения.

В.С. Терентьев, В.А. Симонов. Волоконный отражательный 162 интерферометр на поврежденном зеркале.

В.А. Конышев, О.Е. Наний, В.Н. Трещиков. Проектирование 165 высокоскоростных когерентных систем связи.

С.А. Деревянко, А.А. Редюк, С.С. Вергелес, С.К. Турицын. 166 Экстремальные явления в когерентных оптических системах связи.

Л.Л. Фрумин, А.А. Гелаш, С.К. Турицын. SOFDM - солитонное 168 мультиплексирование с ортогональным частотным разделением.

А.С. Скидин, О.С. Сидельников, М.П. Федорук, С.К. Турицын. 170 Компенсация нелинейных воздействий на оптический OFDM-сигнал с использованием метода адаптивной модуляции.

Е.Г. Шапиро, Д.А. Шапиро. Пропускная способность линий связи с 172 конечной нелинейной памятью.

О.В. Юшко, О.В. Штырина, М.П. Федорук. Пространственно- 174 временные световые пули в многоядерных волокнах нерегулярной структуры.

К.Е. Заславский. Расчёт длины пролёта магистрали DWDM при 176 совместной работе усилителей EDFA и Рамана.

Т.М. Федотенко, А.Е. Беднякова, М.П. Федорук. Деградация сигнала в 177 оптических линиях связи с распределенным рамановским усилением, вызванная переносом шумов из накачки в сигнал.

К.А. Волков, М.В. Дашков. Численные и аналитические методы 179 моделирования распространения оптических импульсов в линии с управлением дисперсией.

В.А. Варданян. Учет нелинейного явления четырехволнового 181 смешивания в WDM-PON сетях.

А.А. Романов. Использование фотонных технологий в космическом 184 приборостроении.

О.Е. Наний, В.Н. Трещиков. Тенденции развития когерентных 185 оптических систем связи.

А.А. Фотиади, Р. Megret. Бриллюэновская фотоника. 188

Д.А. Горин. Дистанционно управляемые наноструктурированные 190 объекты для тераностики.

А. Аполонский. Первые тесты широкополосного лазерного 193 спектрометра среднего ИК диапазона для целей медицинской диагностики.

А.А. Сысолятин. Волоконные лазеры в Fermi National Accelerator 195 Laboratory.

В.К. Сысоев, В.К. Милюков, А.Д. Юдин. Применение волоконных 196 лазеров в космосе для солнечных электростанций и гравитационных интерферометров.

И.С. Шелемба. Российский опыт разработки и применений волоконно- 198 оптических датчиков.

М.И. Беловолов, А.М. Белоусов, М.М. Беловолов, М.М. Бубнов, 200 **Е.М. Дианов, В.М. Парамонов.** Волоконные датчики акустической эмиссии: лазерный мониторинг изготовления и регистрация сигналов.

Р.В. Ромашко, М.Н. Безрук, С.А. Ермолаев, Д.В. Стороженко, 202 **Ю.Н. Кульчин.** Детектирование слабых акустических полей с помощью адаптивной распределенной волоконно-оптической сенсорной сети.

А.И. Кузьменков, С.П. Никитин, В.В. Горбуленко, О.Е. Наний, 204 **В.Н. Трещиков**. Распределенный датчик изменения температуры на основе когерентного рэлеевского оптического рефлектометра.

А.А. Вольф, А.В. Достовалов, А.В. Парыгин, В.Е. Зюбин, С.А. Бабин. 206 Запись ВБР для точечных и распределенных измерений фс излучением.

И.И. Нуреев. Радиофотонные полигармонические системы интеррогации 208 комплексированных волоконно-оптических датчиков.

С.С. Якушин, А.В. Достовалов, А.А. Вольф, А.В. Парыгин, 210 С.А. Бабин Разработка схемы опроса длинных ВБР для измерения величины и положения точечных температурных воздействий.

В.А. Казаров, О.Г. Морозов, И.И. Нуреев, Л.М. Сарварова, 212 Комплексированный волоконно-оптический датчик контроля рабочих характеристик аккумулятора.

А.А. Голышев, А.М. Оришич, В.Б. Шулятьев. Энергетика 215 качественного реза металлов иттербиевым волоконным лазером.

С.Г. Баев, В.П. Бессмельцев, Е.П. Горяев, Н.В. Голошевский, 217 М.В. Максимов, В.В. Кастеров. Прецизионная автоматическая система лазерной резки заготовок из медной фольги мощным волоконным лазером.

А.В. Достовалов,
Ф.Н. Дульцев,В.П. Корольков,
С.А. Бабин.В.С. Терентьев,
ИсследованиеК.А. Окотруб,
формирования219термохимическихлазерно-индуцированныхпериодическихповерхностных структур на поверхности различных металлов.

В.П. Аксенов, В.В. Дудоров, В.В. Колосов, Г.А. Филимонов. 221 Управление пространственной когерентностью и орбитальным угловым моментом синтезированных оптических полей на основе сложения излучения матрицы волоконных лазеров.

И.Г. Пальчикова, Е.С. Смирнов, А.А Конев. Особенности применения 222 закона Бугера Ламберта Бэра в анализе цифровых микро изображений.

А.Д. Прямиков, Г.К. Алагашев, А.Ф. Косолапов, А.С. Бирюков, 225 **И.А. Буфетов.** Оптические свойства микроструктурированных полых световодов с упрощенной структурой оболочки.

В.Е. Сыпин, Н.В. Воронков, К.Ю. Прусаков, О.А. Рябушкин. 227 Продольное распределение температуры полимера активного волокна в условиях генерации лазерного излучения.

А.В. Бурдин, В.А. Бурдин, А.Е. Жуков, А.С. Петров, Н.Л. Севрук. 229 Моделирование профиля показателя преломления кварцевых волоконных световодов 100/125 с уменьшенной дифференциальной модовой задержкой.

Г.М. Борисов, В.Г. Гольдорт, Д.В. Ледовских, А.А. Ковалёв, 231 В.В. Преображенский, М.А. Путято, Н.Н. Рубцова, Б.Р. Семягин, В.Э. Кисель, А.С. Руденков, Н.В. Кулешов, А.А. Павлюк. Быстродействующие зеркала для лазеров ближнего ИК диапазона.

А.Э. Симанчук, С.Н. Атутов, Н.А. Валишева, С.Л. Микерин, 232 **А.И. Плеханов, В.А. Сорокин, А.В. Якиманский.** Электрооптические устройства на основе хромофорсодержащих полиимидов.

Р.К. Насыров, А.Г. Полещук, В.П. Корольков, А.Г. Седухин. 233 Применение дифракционной оптики для преобразования лазерных пучков.

В.С. Терентьев, В.А. Симонов. Волоконный отражательный 236 интерферометр на поврежденном зеркале.

И.Д. Ватник, Д.В. Чуркин. Измерение пространственно-временной 238 динамики волоконных систем.

ИНСТИТУТ АВТОМАТИКИ И ЭЛЕКТРОМЕТРИИ СО РАН НАУЧНЫЙ ЦЕНТР ВОЛОКОННОЙ ОПТИКИ РАН НОВОСИБИРСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ ИНСТИТУТ ВЫЧИСЛИТЕЛЬНЫХ ТЕХНОЛОГИЙ СО РАН

7й Российский семинар по волоконным лазерам

МАТЕРИАЛЫ СЕМИНАРА

Семинар проведен при поддержке Российского Фонда Фундаментальных Исследований

Подписано в печать 03.04.2014 г. Печать цифровая. Формат 60×84 1/8. Усл. печ. л. 20,5. Тираж 150 экз. Заказ № 58.

> Издательство СО РАН 630090, Новосибирск, Морской просп., 2 E-mail: psb@sibran.ru тел. (383) 330-80-50 Отпечатано в Издательстве СО РАН Интернет-магазин Издательства СО РАН http://www.sibran.ru



2016