МАТЕРИАЛЫ СЕМИНАРА

XII Международный семинар по волоконным лазерам

Russian Fiber Lasers

НОВОСИБИРСК,
АКАДЕМГОРОДОК

2026

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

XII Международный семинар по волоконным лазерам

МАТЕРИАЛЫ СЕМИНАРА

Russian Fiber Lasers

2-6 сентября 2026 года
Академгородок, Новосибирск

Программный комитет:

А.М. Шалагин, ИАиЭ СО РАН, Новосибирск – почетный председатель
С.А. Бабин, ИАиЭ СО РАН и НГУ, Новосибирск – председатель;
М.П. Федорук, НГУ, Новосибирск – зам. председателя;
С.К. Турицын, университет Астона, Великобритания;
С.М. Кобцев, НГУ, Новосибирск;
Д.В. Чуркин, НГУ, Новосибирск;
И.А. Лобач, ИАиЭ СО РАН, Новосибирск
С. Вабниц, НГУ и университет Рима, Италия;
С.Л. Семенов, НЦВО РАН, Москва;
Н.Н. Евтихиев, НТО "ИРЭ-Полюс", Фрязино;
О.Е. Наний, "Т8", Москва;
И.С. Шелемба, "СибСенсор", Новосибирск;
В.П. Корольков, ИАиЭ СО РАН, Новосибирск;
С.И. Каблуков, ИАиЭ СО РАН, Новосибирск;
И.Р. Габитов, университет Аризоны, США;
В.П. Драчев, Сколтех, Москва;
Д.С. Харенко, ИАиЭ СО РАН и НГУ, Новосибирск;
А.В. Достовалов, ИАиЭ СО РАН и НГУ, Новосибирск;

Организационный комитет:

И.А. Лобач, ИАиЭ СО РАН, Новосибирск – председатель;
Е.И. Петина, ИАиЭ СО РАН, Новосибирск – зам. председателя;
А.А. Редюк, НГУ, Новосибирск – зам. председателя;
Д.С. Харенко, ИАиЭ СО РАН и НГУ, Новосибирск – зам. председателя;
А.В. Иваненко ИАиЭ СО РАН и НГУ, Новосибирск;
Н.В. Ческовская, ИАиЭ СО РАН, Новосибирск – секретарь;
Е.А. Трубицина, ИАиЭ СО РАН, Новосибирск – секретарь;
Л.В. Григорьева, ИАиЭ СО РАН, Новосибирск;
С.Р. Абдуллина, ИАиЭ СО РАН, Новосибирск;
А.Е. Беднякова, НГУ, Новосибирск;
И.Д. Ватник, ИАиЭ СО РАН и НГУ, Новосибирск;
М.Д. Гервазиев, ИАиЭ СО РАН и НГУ, Новосибирск;
А.В. Достовалов, ИАиЭ СО РАН и НГУ, Новосибирск;
Е.А. Евменова, ИАиЭ СО РАН, Новосибирск;
А.В. Парыгин, ИАиЭ СО РАН, Новосибирск;
В.А. Симонов, ИАиЭ СО РАН, Новосибирск
А.Ю. Ткаченко, ИАиЭ СО РАН, Новосибирск;
А.А. Кривоносов, ИАиЭ СО РАН, Новосибирск;
Н.Р. Поддубровский, ИАиЭ СО РАН, Новосибирск;
Р.В. Дробышев, ИАиЭ СО РАН, Новосибирск;
Е.К. Каширина, ИАиЭ СО РАН, Новосибирск;
В.Д. Ефремов, ИАиЭ СО РАН, Новосибирск;
К.В. Серебренников, ИАиЭ СО РАН и НГУ, Новосибирск

Спонсоры:











Контактная информация секретаря:

E-mail: rfl26@iae.nsk.su
Internet: www.rfl26.iae.nsk.su
Телефон: 7 (383) 330 69 39

Программа 12-го Международного семинара по волоконным лазерам (*24.08.2026*)

02.09.2026	*03.09.2026*	*04.09.2026*	*05.09.2026*	*06.09.26*
Регистрация **1 -** Новые среды, схемы, режимы и применения волоконных лазеров	**2 -** Импульсные волоконные и гибридные лазеры **3 -**Нелинейное преобразование излучения	**5 -** Лазерная оптика и компоненты, дифракционная и интегральная оптика **6 -** Применения: сенсоры, связь, обработка материалов **Экскурсия на СКИФ**	**Круглый стол** (ИАиЭ СО РАН)	**Индиви-дуальная программа**
Обед				
Совместная сессия со школой **NLP** (online & in-person)	**4 -** Совместная сессия со школой **NLP**	**7-** Фотонные интегральные схемы. Нанофотоника и метаматериалы	**Неформаль-ное общение на берегу Обского моря** *(по погоде)*	
Стендовая сессия 1	*Стендовая сессия 2*	**Фуршет**		

2 сентября 2026 г. Технопарк, большой конференц-зал

9^{00}-9^{50} Регистрация участников

9^{50} Официальное открытие Семинара (А.М. Шалагин, С.А. Бабин, М.П. Федорук)

1-Новые среды, схемы, режимы и применения волоконных лазеров

Председатель: С.А. Бабин

10^{00} И.А. Буфетов, А.В. Гладышев (*НЦВО, ИОФ РАН, Москва*)
Газоразрядные волоконные лазеры: достижения и перспективы (**пригл.**)

10^{30} И.А. Лобач (*ИАиЭ СО РАН, Новосибирск*)
Самосканирующие волоконные лазеры: вчера, сегодня, завтра (**пригл.**)

11^{00} И.В. Обронов (*ООО «ВПГ Лазеруан», Фрязино*)
Достижения в разработке современных промышленных лазеров и технологий для развивающихся сегментов экономики (**пригл.**)

11^{30} Д.А. Летов, А.А. Колегов (*ООО "Лассард", Москва*)
Подавление вынужденного комбинационного рассеяния методом двухволновой генерации в волоконном одномодовом лазере мощностью 4 кВт (**пригл.**)

12^{00} В.В. Колташев[1], М.В. Суханов[2], Б.И. Галаган[3], Б.И. Денкер[3], С.Е. Сверчков[3], Е.Н. Лашманов[2], А.П. Вельмужов[2], В.Г. Плотниченко[1] ([1]*НЦВО им. Е.М. Дианова,* [3]*ИОФ им. А.М. Прохорова РАН, Москва;* [2]*ИХВВ им. Г.Г. Девятых РАН, Н. Новгород*)
5-6 мкм лазеры на активированных редкоземельными ионами халькогенидных световодах. (**пригл.**)

12^{30} С.П. Никитин[1], М.Т. Семкив[1,2], А.А. Кондаков[1], Г.Ю. Иванов,А.Ю. Данилов[1,2], О.Е. Наний[1,3], В.Н. Трещиков[1] ([1]*ООО «Т8»,* [2]*НИЯУ «МИФИ»,* [3]*МГУ, Москва*)
О влиянии терморефрактивного шума на волоконные лазеры и сравнение их с шумами SIL диодных лазеров (**пригл.**)

13^{00}-14^{00} Перерыв на обед

Совместная сессия со школой NLP 26 (online & in-person):

14^{00} U. Teğin (*Koç University, Istanbul, Turkey*)
Scalable photonic neural networks with waveguides (**inv.**)

14^{30} Tianfu Yao (*College of Advanced Interdisciplinary Studies, NUDT, Changsha, China*)
Power scaling on laser diode pumped Raman fiber lasers (**inv.**)

15^{00} K. Stefanska[1], V. Cecconi[1], K. Krupa[2], L. Zhou[3], J.A. Alvarez-Chavez[4], S.G. Murdoch[5,6], F. Mangini[1,7], S. Wabnitz[1] (*[1]Sapienza University of Rome, Italy; [2]Institute of Physical Chemistry PAS, Poland; [3]Jilin University, China; [4]The Hague University of Applied Sciences, Netherlands; [5]University of Auckland, New Zealand; [6]Dodd-Walls Centre for Photonic and Quantum Technologies, New Zealand; [7]N. Cusano University, Italy*)
Observation of spatiotemporal mode-locking transitions in a multimode fiber laser (**inv.**)

15^{30} J.A. Alvarez-Chavez (*University of Twente, Enschede, Netherlands*)
Optical fiber lasers for sensing (**inv.**)

16^{00}-16^{15} Перерыв на чай-кофе

16^{15} M. Nurlankyzy, A. Omirzakova, L. Mukhangaliyeva, B. Yendibay, R. Ashirkhan, A. Bissen, S. Seipetdenova, T.O. Oladejo, A. Suleimenova, Zh. Katrenova, Sh. Alisherov, W. Blanc, A. Bekmurzayeva, C. Molardi, D. Tosi, Zh. Ashikbayeva (*Nazarbayev University, Astana, Kazakhstan*)
Optical fiber sensing for biomedical and biosensing applications (**inv.**)

16^{45} A. Kumar[1], A. Sharma[2] (*[1]Dept. of Physics, [2]Optics&Photonics Centre, IIT Delhi, India*)
Bragg grating sensor in etched few-mode fibers (**inv.**)

17^{15} А.А. Фотиади[1], И.С. Паняев[1], П.А. Итрин[1], Д. А.Коробко[1], В.П. Драчев[2], А.В. Иванов[3], М.А. Ладугин[3], П.И. Лазаренко[4], В.В. Ковалюк[5], А.И. Абанин[1,6], Д.А. Горелов[6], Е.П. Кицюк[6], В.В. Светухин[6] (*[1]УлГУ, Ульяновск; [2]Сколтех, [3]НИИ «Полюс» имени М.Ф. Стельмаха», [4]НИУ «МИЭТ», [5]НИТУ «МИСиС», [6]НПК «Технологический центр», Москва*)
Волоконные лазерные конфигурации с захватом частоты для задач радиофотоники (**пригл.**)

17^{45} Е.К. Михайлов[1], М.Ю. Коптев[2], А.Е. Левченко[1], В.В. Вельмискин[1], Т.С. Заушицына[1], Д.С. Липатов[3], А.К. Сенаторов[1], А.Е. Запрялов[2], М.М. Бубнов[1], М.Е. Лихачев[1] (*[1]НЦВО, ИОФ РАН, Москва; [2]ИПФ РАН, [3]ИХВВ РАН, Н. Новгород*)
Усиление чирпированных импульсов в конусных волоконных световодах, легированных иттербием (**пригл.**)

18^{15} Стендовая сессия 1

1. Э.М. Гафуров[1], С.А. Филатова[1], В.А. Камынин[1], Д.А. Гурьев[1], Ю.Г. Гладуш[2], Д.В.Красников[2], А.Г. Насибулин[2], В.Б. Цветков[1] (*[1]ИОФ РАН, [2]Сколтех, Москва*) Влияние температуры и мощности накачки на поляризацию излучения волоконного гольмиевого лазера с синхронизацией мод на основе ОУНТ

2. Г.В. Тертышникова[1], Д.А. Коробко[1], В.А. Рибенек[1], П.А. Итрин[1], М.Ю. Салганский[2], А.А. Сысолятин[3], А.А. Фотиади[1,4] (*[1]УлГУ, Ульяновск; [2]ИХВВ им. Г.Г. Девятых РАН, Н. Новгород; [3]ИОФ им. А.М. Прохорова РАН, Москва; [4]ФТИ им А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург*) Полностью волоконный фемтосекундный лазер с длиной волны 1600 нм и настраиваемой частотой следования импульсов в диапазоне нескольких ГГц

3. А.С. Абрамов, В.А. Лапин, П.П. Миронов (*УлГУ, Ульяновск*) Распространение оптических импульсов в световодах с осциллирующей дисперсией групповых скоростей

4. Д.А. Художиткова[1], А.В. Иваненко[1,2], С.В. Смирнов[1], А.А. Рыбак[1,2], Н. Идырысов[1], А.Е. Беднякова[1] (*[1]НГУ, [2]ИАиЭ СО РАН, Новосибирск*) Анализ режимов генерации волоконного

лазера на основе полупроводникового усилителя с использованием алгоритмов машинного обучения

5. А.А. Кривоносов[1,2], Н.Р. Поддубровский[1], Е.В. Подивилов[1], И.А. Лобач[1], С.И. Каблуков[1] (*[1]ИАиЭ СО РАН, [2]НГУ, Новосибирск*) Гармоническая синхронизация мод с модуляцией добротности в самосканирующем волоконном лазере

6. Н. Бочкарев, М.Д. Гервазиев, Д.С. Харенко, А.Ю. Колесникова, Е.В. Подивилов, С.А. Бабин *(ИАиЭ СО РАН, НГУ, Новосибирск*) Пространственная динамика при распространении фемтосекундных импульсов в семисердцевинном волокне со слабой связью

7. А.Ю. Ткаченко, И.А. Лобач, С.И. Каблуков (*ИАиЭ СО РАН, Новосибирск*) Волоконный иттербиевый лазер с вибросканированием частоты

8. Д.П. Судас, П.И. Кузнецов (*ФИРЭ им. В.А.Котельникова РАН, Москва*) Создание нанопокрытий пассивных модуляторов добротности для кольцевых волоконных лазеров с контролем параметров в реальном времени

9. М.М. Яковленко[1,2], И.В. Обронов[1], И.А. Ларионов[1], Н.Н. Евтихиев[1,2] ([1]*ООО «ВПГ Лазеруан», Фрязино; [2]НИЯУ "МИФИ", Москва*) Исследование усиления импульсного излучения с длиной волны 1064 нм в активном Yb волокне переменного диаметра, накачиваемом непрерывным волоконным лазером с длиной волны 1007 нм

10. И.А. Волков[1,2], А.В. Судьин[1], Н.А. Юдин[1], С.Н. Ушаков[1,3], К.Н. Нищев[1] ([1]*НИ МГУ им. Н.П. Огарёва, Саранск; [2]УлГУ, Ульяновск; [3]ИОФ РАН им. А.М. Прохорова, Москва*) Генерация импульсов с широким оптическим спектром в волоконном лазере с пассивной синхронизацией мод в конфигурации резонатора с двумя кольцами

11. Н.А. Юдин[1], И.А. Волков[1,3], А.В. Дмитриев[1], К.Н. Нищев[1], А.А. Пыненков[1], М.А.Усламина[1], С.Н. Ушаков[1,2] ([1]*НИ МГУ им. Н.П. Огарёва, Саранск; [2]ИОФ РАН им. А.М. Прохорова, Москва; [3]УлГУ, Ульяновск*) Исследование спектрально-люминесцентных и оптических характеристик боросиликатных стекол, активированных ионами Yb3+

12. В.А. Разуков[1], Л.А. Мельников[1], П.В. Купцов[1,2] ([1]*СГТУ им. Ю.А.Гагарина, [2]Саратовский филиал ИРЭ РАН, Саратов*) Построение ляпуновских схем кольцевых волоконных резонаторов

13. С.В. Ларин**,** А.А. Гагарин, М.М. Яковленко (*ООО «ВПГ Лазеруан», Фрязино*) Контроль уширения линии при усилении излучения в волоконных поляризованных усилителях для получения высокоэффективной генерации второй гармоники

14. В.М. Локонов[1,2], А.И. Баранов[1] ([1]*ООО «ВПГ Лазеруан», Фрязино;* [2]*МФТИ, Москва*) Исследование изгибных потерь для низших мод в двулучепреломляющих волокнах типа PANDA

15. А.А. Щелкунов, И.В. Обронов (*ООО «ВПГ Лазеруан», Фрязино*) Методика определения оптических параметров полимеров, применяемых в производстве волоконных лазеров

16. А.А. Коновалов[1], С.М. Дубровских[1], О.В. Ткачев[1], Ю.О. Шаронова[2], И.С. Азанова[2], Д.В. Хисамов[2] ([1]*РФЯЦ-ВНИИТФ, Снежинск;* [2]*ПНППК, Пермь*) Влияние температуры на радиационную чувствительность оптических волокон

17. Е.В. Нифонтова[1,2], А.С. Вахрушев[1,2], А.В. Перминов[2], И.С. Азанова[1,2] ([1]*ПНППК,* [2]ПГНИУ, *Пермь*) Исследование влияния ионизирующего излучения на характеристики эрбиевого волоконного лазера с сохранением поляризации

18. А.Ю. Остапив[1,2], К.В. Зотов[2], Н.В. Терещенко[2], А.В. Коняшкин[1] ([1]*МФТИ, Долгопрудный;* [2]*ООО «ВПГ «Лазеруан», Фрязино;* [3]*ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, Фрязино)* Эволюция кривых фазового синхронизма в процессе оптического полинга

19. Я.Л. Поздняк[1,2], А.В. Дорофеенко[1,2,3], А.С. Шикин[1], А.П. Базакуца[1], О.В.Бутов[1] ([1]*ИРЭ им. В.А Котельникова РАН,* [2]*МФТИ,* [3]*ИТПЭ РАН, Москв*а) Поляризационные свойства резонаторов волоконных РОС-лазеров сформированных методом поточечной записи

20. Д.К. Высоких [1,2], Я.Л. Поздняк [2,3], А.С. Шикин [3], А.В. Дорофеенко [1,2,3], О.В. Бутов [3] ([1]*ИТПЭ РАН,* [2]*МФТИ,* [3]*ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН Москва*) Особенности генерации волоконных РОС-лазеров с двумя π-шифтами в структуре резонатора.

21. О.А. Горбунов (*НГУ, Новосибирск*) Сужение функции распределения вероятности интенсивности излучения волоконного лазера за счет четырехволнового смешения

22. О.А. Горбунов (*НГУ, Новосибирск*) Спектроскопия сверхвысокого разрешения с использованием случайного волоконного ВКР-лазера

23. И.С. Паняев[1], П.А. Итрин[1], Д.П. Качалкин[1], М.В. Прибылов[1], А.И.Абанин[1], Д.А. Коробко[1], А.А. Фотиади[1,2] ([1]*УлГУ, Ульяновск;* [2]*ФТИ им А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург*) Исследование двойного резонанса и генерации ВРМБ в кольцевом волоконном резонаторе с сохранением поляризации

24. И.С. Чеховской[1,2], О.С. Сидельников[1], Д.С. Харенко[1,3], А.А. Редюк[1] ([1]*НГУ,* [2]*ФИЦ ИВТ,* [3]*ИАиЭ СО РАН, Новосибирск*) Метод линий высокого порядка для моделирования нестационарной динамики встречных волн в волоконных лазерных системах

25. Г.А. Патрин, И.С. Чеховской (*НГУ, ФИЦ ИВТ РАН, Новосибирск*) Численный алгоритм для расчёта многосердцевинных световодов с флуктуациями коэффициента преломления с учётом насыщения усиления

26. О.С. Сидельников[1], Е.В. Подивилов[2], С.А. Бабин[2], М.П. Федорук[1] ([1]*НГУ,* [2]*ИАиЭ СО РАН, Новосибирск*) Численное моделирование усиления сигнала в многомодовом градиентном волокне с продольным увеличением диаметра сердцевины

27. А.Г. Кузнецов[1], С.А. Бабин[1,2] ([1]*ИАиЭ СО РАН,* [2]*НГУ, Новосибирск*) Усиление излучения 7-сердцевинного волоконного лазера с помощью многомодового тейперированного градиентного световода

28. А.А. Сурин[1], В.П. Суровцева[1], Я.Д. Райков[2] ([1]*ООО «ВПГ Лазеруан», Фрязино;* [2]*МФТИ*) Мощный >1 кВт непрерывный волоконный линейно-поляризованный лазер на 1072нм узкополосного излучения

29. С.С. Алешкина[1], Д.А.Давыдов[1], В.В.Вельмискин[1], Е.К.Михайлов[1], А.С.Лобанов[2], М.В. Яшков[2], Д.С. Липатов[2], Д.В. Пржиялковский[3], О.В. Бутов[3], М.Е. Лихачев[1] ([1]*НЦВО им. Е.М.Дианова, ИОФ им. А.М. Прохорова РАН*; [2]*ИХВВ им. Г.Г. Девятых РАН, Н.Новгород*; *ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, Москва*) Nd-полностью волоконный лазер с длиной волны генерации короче 900 нм

30. В.М. Волоси, А.В. Иваненко, Л.В. Кулик, И.А. Молчанов, С.И. Трашкеев, Д.С. Харенко, М.Н. Хомяков ([1]*НГУ,* [2]*ИАиЭ СО РАН, Новосибирск*) Генерация третьей гармоники в полимере F_8T_2 с накачкой диссипативными ВКР-солитонами

31. Е.К. Каширина, И.А. Лобач, С.И. Каблуков (ИАиЭ СО РАН, Новосибирск) Узкополосная селекция в активном волоконном кольцевом зеркале со стоячей волной в эрбиевом волоконном лазере

32. М.И. Скворцов, В.С. Терентьев, С.Р. Абдуллина, В.А. Симонов, Х.А. Ризк, К.В. Колосова, Е.В. Голиков (ИАиЭ СО РАН, Новосибирск) Спектральный коллапс в гибридной схеме на основе сферического микрорезонатора и волоконного РБО-лазера с протяженным резонатором

33. В.С. Терентьев, В.А. Симонов (ИАиЭ СО РАН, Новосибирск) Расчет параметров интегрально-оптического датчика показателя преломления на основе наклонного ОИ в схеме Кречмана

34. П.А. Итрин[1], И.С. Паняев[1], Д.А. Коробко[1], А.С. Гемузов[2], А.Е. Беднякова[2], А.А. Фотиади[1,3] ([1]*УлГУ, Ульяновск;* [2]*НГУ, Новосибирск;* [3]*ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург*) Влияние шумов драйвера на стабильность узкополосной генерации РОС-лазера в режиме самозахвата частоты внешним волоконным резонатором

35. А.Д. Новиков, И.Д. Ватник (*НГУ, Новосибирск*) Оптоакустическая частотная гребенка в микрорезонаторе мод шепчущей галереи на основе оптоволокна

3 сентября 2026 г. Технопарк, большой конференц-зал

2 - Импульсные волоконные и гибридные лазеры

Председатели: И.А. Лобач

9^{00} Д.А. Коробко[1], В.А. Рибенек[1], П.А. Итрин[1], Г.В. Тертышникова[1], А.А.Фотиади[1,2] (*УЛГУ, Ульяновск; [2]ФТИ им А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург*)
Механизмы стабилизации солитонных волоконных лазеров с гармонической синхронизацией мод **(пригл.)**

9^{30} А.Д. Зверев, В.А. Камынин, Д.А. Гурьев, Т.В. Долматов, В.Б. Цветков (*ИОФ РАН им. А.М. Прохорова, Москва*)
Волоконные источники пакетов пикосекундных импульсов с гигагерцовой набивкой

9^{45} В.А. Рибенек[1,2], Д.А. Коробко[1], А.А. Фотиади[1] (*[1]УлГУ, [2]НПК "Технологический центр", Ульяновск*)
Управление солитонными молекулами в волоконном РМ-лазере с помощью внешней инжекции непрерывного узкополосного излучения

10^{00} Н. Идырысов[1], А.А. Рыбак[1,2], А.В. Иваненко[1,2], С.В. Смирнов[1], А.Е. Беднякова[1], Д.А. Художиткова[1] (*[1]НГУ, [2]ИАиЭ СО РАН, Новосибирск*)
Перестройка длины волны и частоты повторения импульсов в волоконном лазере на основе полупроводникового оптического усилителя с неустойчивостью усиления

10^{15} А.А. Кривоносов[1,2], Н.Р. Поддубровский[1], Е.В. Подивилов[1], И.А. Лобач[1], С.И. Каблуков[1] (*[1]ИАиЭ СО РАН, [2]НГУ, Новосибирск*)
Новый класс волоконных самосканирующих лазеров с синхронизацией продольных мод

10^{30} А.И. Лобанов[1], А.В. Ширманкин[1], В.А. Камынин[1], С.А. Филатова [1], Ю.Г. Гладуш[2], Д.В. Красников[2], А.Г. Насибулин[2], В.Б. Цветков[1] (*[1]ИОФ РАН, [2]Сколтех, Москва*)
Перестраиваемый тулиевый лазер ультракоротких импульсов с внутрирезонаторным фильтром на основе конического волокна

10^{45} Е.Д.Маслова[1,2], И.В. Обронов[1], Н.Н. Евтихиев[1] (*[1]ООО «ВПГ Лазеруан», Фрязино; [2]НИЯУ «МИФИ», Москва*)
Синхронизация частоты массива волоконных лазеров с пассивной модуляцией добротности и усиления внешним затравочным излучением

11^{00}-11^{15} Перерыв на чай-кофе

3 - Нелинейное преобразование излучения: ВКР, ВРМБ, параметрическая генерация, генерация гармоник и терагерцового излучения

Председатель: И.В. Обронов

11^{15} М.Д. Гервазиев, А.А. Ревякин, Н.Бочкарев, А.Г. Кузнецов, В.А. Симонов, В.С. Терентьев, А.В. Достовалов, Д.С. Харенко, С.А. Бабин (*ИАиЭ СО РАН, Новосибирск*)
Методы контроля и анализа модового состава при исследовании эффектов в системах на основе многомодовых оптических световодов.

11^{30} А.А. Сурин[1], Н.Д. Магницкий[1], А.А. Борминцев[1,2], Т.А. Насыбуллин[2], А.С. Назаров[1], А.В. Холодков[1] (*[1]ООО «ВПГ Лазеруан», Фрязино, [2]МФТИ, Москва*) Мощный (до 30 Вт)
ВКР усилитель непрерывного одночастотного линейно-поляризованного сигнала на 1310 нм от полупроводникового задающего DFB лазера на основе волокна с подавлением ВРМБ

11^{45} А.А. Сурин[1], Д.А. Алексеев[1], А. А. Борминцев[1,2], Н.Д. Магницкий[1], В.П. Суровцева[1] ([1]*ООО «ВПГ Лазеруан», Фрязино;* [2]*МФТИ*)
Непрерывный одночастотный зелёный лазер на 532 нм мощностью 5 Вт

12^{00} Н.С. Королев[1,2], А.Ю. Остапив[1,2] ([1]*МФТИ,* [2]*ООО «ВПГ Лазеруан», Фрязино*)
Влияние формы импульсов излучения накачки и затравки на параметрическую генерацию в двухкаскадном ниобате лития с регулярной доменной структурой

12^{15} Е.А. Евменова[1], К.В. Колосова[1], Е.К. Каширина[1], А.В. Достовалов[1,2], С.И. Каблуков[1,2] ([1]*ИАиЭ СО РАН,* [2]*НГУ, Новосибирск*)
Генерация второй гармоники излучения волоконного лазера в кристалле PPLN на длине волны 489 нм в частично связанном резонаторе

12^{30} И.В. Панюков, Е.С. Андрианов (*ВНИИА им. Н. Л. Духова, МФТИ, Москва*)
Стокс-антистокс корреляции рамановского света при его распространении в оптическом волокне

12^{45} А.А. Зябловский, А. Р. Мухамедянов, Е. С. Андрианов (*ВНИИА им. Н. Л. Духова, Москва*)
Генератор случайных чисел на основе Бриллюэновского лазера с жестким режимом возбуждения генерации

13^{00}-14^{00} Перерыв на обед

4 - Совместная сессия со школой NLP 26

Председатель: Д.С. Харенко, А.В. Достовалов

14^{00} Ю. Гладуш[1], Т. Горшков[1], А. Нетрусова[1], Н. Дмитриев[2], Д. Чермошенцев[2], И. Биленко[2], А. Насибулин[2] ([1]*Сколтех,* [2]*РКЦ, Москва*)
Оптическая гребенка на волоконном лазере с вложенным интегральным микрорезонатором с нормальной дисперсией **(пригл.)**

14^{30} А.С. Смирнов, Д.С. Земцов, А.К. Земцова, К.Н. Гарбузов, С.С. Косолобов, В.П. Драчев (*Сколтех, Москва*)
Перестраиваемый микроволновый генератор на основе оптического микрокольцевого резонатора **(пригл.)**

15^{00} А.А. Гелаш (*Сколтех, Москва*)
Новые когерентные состояния в одиночных и связанных микрорезонаторах **(пригл.)**

15^{30} И.И. Рябцев[1,2], И.И. Бетеров[1,2], Н.Н. Безуглов[1,3], Е.А. Якшина[1,2], С.А. Спирин[1,2], Г. Сулиман[1,2], А.К. Сологуб[1,2], А.М. Миннигалиев[1], В.В. Громыко[1,3], П.И. Бетлени[1,2], Д.Б. Третьяков[1], В.М. Энтин[1] ([1]*ИФП СО РАН,* [2]*НГУ, Новосибирск;* [3]СПбГУ, С.- Петербург)
Трехфотонное лазерное возбуждение одиночных атомов Rb в ридберговские состояния для применений в квантовой информатике **(пригл.)**

16^{00}-16^{15} Перерыв на чай-кофе

16^{15} А.Ю. Колесникова[1,2,3], М.Д.Гервазиев[1,2], А.Г. Кузнецов[1], А.В. Достовалов[1], Н.В. Бочкарев[1,2], Д.С. Харенко[1,2], Е. В. Подивилов[1,2], С.А. Бабин[1,2] ([1]*ИАиЭ СО РАН* [2]*НГУ, Новосибирск;* [3]*Сколтех, Москва*)
Новые нелинейные эффекты в многосердцевинном волокне (**пригл.**)

16^{45} В.П. Аксенов[1], О.В. Богданов[2], В.В. Дудоров[1], В.А. Кагадей[3], П.О. Казинский[2], В.В. Колосов[1], П.С. Королев[2], Г.Ю. Лазаренко[2], М.Е. Левицкий[1], В.А. Рякин[2] ([1]*ИОА им. В.Е. Зуева СО РАН*, [2]*ТГУ, Томск*; [3]*АО «НПП Радар ммс», С.-Петербург*)
Экспериментальная схема передачи мультиплексированного по орбитальному угловому моменту сигнала системой когерентного сложения лучей **(пригл.)**

17[15] А.Б. Кузнецов[1], А.В. Достовалов[2], В.С. Терентьев[2], В.С. Симонов[2], Д.И Щербаков[1], М.И.Косачев[1] ([1]*ФАУ «СибНИА им. С.А. Чаплыгина», [2]ИАиЭ СО РАН, Новосибирск*)
Системы мониторинга авиационных конструкций на основе волоконно-оптических датчиков **(пригл.)**

17[45] В.С. Царев[1], А.Д. Прямиков[1], Г.К.Алагашев[1], А.Е.Левченко[1], И.С.Глебов[2], А.Г.Охримчук[1] (*НЦВО им. Е.М. Дианова, ИОФ им. А.М.Прохорова РАН; РХТУ им. Д.И. Менделеева Москва*)
Одноимпульсная лазерная запись двулучепреломляющего вокселя в кварцевом стекле для пятимерной оптической памяти **(пригл.)**

18[15] Стендовая сессия 2 (совместно с NLP26)

1. И.А. Попов[1,2], Д.Е Артемов[2], А.А. Кондаков[1,2], В.Н. Трещиков[1] ([1]*ООО "Т8", [2]НИЯУ «МИФИ», Москва*) Влияние локального Джоулевого нагрева на параметры микрокольцевых резонаторов

2. М.Т. Семкив[1,2], Д.Е. Артемов[1], А.А. Кондаков[1], С.П. Никитин[1], В.Н. Трещиков[1] ([1]*ООО "Т8", [2]НИЯУ «МИФИ», Москва*) Зависимость шума частоты полупроводникового лазера от тока накачки в режиме затягивания на микрокольцевой резонатор

3. Д.Д. Салимгареев, А.Е. Львов, П.В. Пестерева, Е.Ю. Кабыкина, Л.В. Жукова (*УрФУ, Екатеринбург*) Разработка технологии выращивания монокристаллов галогенидов металлов для изготовления инфракрасных волокон

4. В.Е. Федяй, А. Симанчук, К. Окотруб, П. Лазаренко, А. Якубов, А. Кучмижак, С.А. Бабин, А.В. Достовалов (*ИАиЭ СО РАН, Новосибирск*) Исследование режимов формирования ЛИППС на пленках халькогенидных фазопеременных материалов фс лазерным излучением,

5. К.А. Цирульникова[1], Д.Н. Катасонов[1,2] ([1]*ИАиЭ СО РАН, [2]НГТУ, Новосибирск*) Автоматизация процесса настройки задержек включения и выключения лазерного излучения в системах лазерной микрообработки.

6. К.А. Цирульникова[1], Д.Н. Катасонов[1,2] ([1]*ИАиЭ СО РАН, [2]НГТУ, Новосибирск*) Исследование влияния характеристик изображений на сложность сцены и эффективность обучающей выборки.

7. М.С. Мытарев, А.А. Коновалов, С.С. Мокрушин, О.В. Ткачёв, С.М. Дубровских, С. В. Новикова, М.А. Борщевский (*РФЯЦ-ВНИИТФ, Снежинск*) Изменение показателя преломления оптоволокна под действием импульсов электронов с длительностью порядка десятков наносекунд

8. В.С. Вазюля[1,2], К.А.Беклемышева[1], А.Н. Дорожкин[2], О.Е. Наний[2], В.Н. Трещиков[2] ([1]*МФТИ,* [2]«Т8 НТЦ», *Москва*) Моделирование рефлектограмм для диагностики волоконно-оптических линий

9. Р.В. Дробышев, В.А. Лёшин, Р.М. Аветисян, И.А. Лобач (*ИАиЭ СО РАН, Новосибирск*) Характеризация волоконных линий методом некогерентной рефлектометрии частотной области

10. Д.Ю. Кузнецова[1,2], В.А. Вагин[2], Г.Л. Даниелян[3,4], Саенко П.А.4 ([1]*ООО «ВПГ Лазеруан», Фрязино, [2]НТЦ уникального приборостроения РАН, [3]ИОФ им. А.М. Прохорова РАН, [4]ООО «НТЦ Волоконно-Оптических Устройств», Москва*) Оптоволоконные зонды рефлексного типа для диагностики и лечения кожных заболеваний

11. А.С. Кучьянов, П.А. Чубаков, В.А. Сорокин, А.А. Аполонский (*ИАиЭ СО РАН, Новосибирск*) Быстрый сенсор малой влажности с большим динамическим диапазоном

12. М.Е. Левицкий, В.В. Колосов, В.В. Дудоров (*ИОА СО РАН, Томск*) Синхронизация фаз в решетке волоконных лазеров для высокоскоростной передачи данных

13. И.А. Васева[1,2], С.Б. Медведев[1,2], О.В.Штырина[2], М.П.Федорук[1,2]([1]*ФИЦ ИВТ,* [2]*НГУ, Новосибирск*) Эволюция нелинейного спектра для установивших[1,2]ся решений уравнений типа Гинзбурга-Ландау

14. И.С. Чеховской, С.Б. Медведев, И.А. Васева, М.П. Федорук (*ФИЦ ИВТ, НГУ, Новосибирск,*) Быстрые схемы восьмого порядка точности для решения прямой задачи Захарова-Шабата

15. С.М. Герасимов[1], И.С. Чеховской[1,2] (*[1]НГУ, [2]ФИЦ ИВТ, Новосибирск*) Адаптивный алгоритм выбора размера шага в методе отслеживания разрывов аргумента для нахождения дискретного спектра задачи Захарова-Шабата

16. В.А. Порошков, О.С. Сидельников, М.П. Федорук (*НГУ, Новосибирск*) Анализ эффективности компенсации нелинейных искажений сигнала передовыми архитектурами нейронных сетей в оптических линиях связи

17. Е. Г. Шапиро (*ИАиЭ СО РАН, Новосибирск*) Оценка нелинейного фазового набега в когерентных линиях связи

18. К. Д. Вахнюк, Р. З. Ибрагимов, А. Ф. Иванов, А. Р. Салеев, И. М. Симонов, К. А. Яковлев, М. А. Ярыгин (*МТУСИ, Москва*) Квантовое распределение ключей в когерентных сетях с плотным спектральным уплотнением каналов

19. А.Е. Чернявский . (*ИАиЭ СО РАН, НГУ, Новосибирск*) Схемы повышенного порядка для прямой задачи рассеяния, ассоциированной с нелинейным уравнением Шрёдингера

20. И.И. Муллраджанов[1,2] , С.В. Дремов[1,3], А.А. Гелаш[2] (*[1]ИАиЭ СО РАН, Новосибирск; [2]Сколтех, Москва; [3]НГУ, Новосибирск*) Решение прямой задачи рассеяния для темных солитонов

21. Д.И. Костина, А.С. Баймуратов (Сколтех, Москва) Поглощение света двухслойным полупроводником CrSBr

22. В.И. Катков (*Университет Иннополис*) Фазочувствительная регистрация сигналов на основе квантовых приемников на ридберговских атомах

23. S. Oryskhan[1,2], D. Tosi[1,2] (*[1]School of Engineering and Digital Sciences, Nazarbayev University*, *[2]Biosensors and Bioinstrumentation Laboratory, National Laboratory Astana, Astana*) Development and Characterization of a Smartphone-Based Fiber Optic Biosensor for Rapid Biological Detection

24. A. Almukhanova[1,2], D. Tosi[1,2] (*[1]School of Engineering and Digital Sciences, Nazarbayev University*, *[2]Biosensors and Bioinstrumentation Laboratory, National Laboratory Astana, Astana*) Image Processing and Machine Learning Approaches for Biological Detection Under Non-Uniform Lighting Conditions

4 сентября 2026 г. Технопарк, большой конференц-зал

5 - Лазерная оптика и компоненты: световоды, волоконные и гибридные элементы резонатора, интерферометры, дифракционная и интегральная оптика

Председатель: А.А. Фотиади

9^{00} Б.Н. Нюшков, И.Л. Новиков, Н.Н. Головин, К.Н. Савинов, В.С. Болдырев, А.К.Дмитриев, И.И. Корель, А.Г. Вострецов (*НГТУ, Новосибирск*)
Исследование волоконных элементов и лазеров при криогенных температурах до 4K

9^{15} А.С. Гемузов[1], П.А. Итрин[1], И.С. Паняев[2], Д.А. Коробко[2], А.А. Редюк[1], А.А. Фотиади[2], М.П. Федорук[1], А.Е. Беднякова[1] ([1]*НГУ, Новосибирск*; [2]*УлГУ, Ульяновск*)
Применение методов обучения с подкреплением для стабилизации генерации РОС-лазера с внешним волоконным резонатором в режиме самозахвата частоты

9^{30} Н.А. Макарова, И.Д. Ватник (*НГУ, Новосибирск*)
Создание активных эрбиевых цилиндрических микрорезонаторов на поверхности оптических волокон

9^{45} А.С. Абрамов[1], Д.А. Коробко[1], А.А. Фотиади[1,2] ([1]*УлГУ, Ульяновск;* [2]*ФТИ им А.Ф Иоффе РАН, С.-Петербург*)
Нелинейная компрессия ультракоротких импульсов в фотонно-интегральных SiN-схемах с секцией фазового согласования

10^{00} Д.В. Горелов[1], С.С. Генералов[1], В.В. Амеличев[1], В.В. Светухин[1], А.С. Кадочкин[1,2] ([1]*НПК "Технологический центр", Москва;* [2]*УлГУ, Ульяновск*)
Исследование оптических логических вентилей на основе волноводных структур из нитрида кремния

10^{15} В.С. Носовец[1,2], И.Д. Приходько[1] ([1]*РФЯЦ-ВНИИТФ, Снежинск;* [2]*УрФУ им. Б.Н. Ельцина, Екатеринбург*)
Радиационные эффекты в гетероструктурах с квантовыми ямами на основе GaAs

10^{30} А.А. Южакова, И.В. Южаков, С.Е. Барыкина, Е.Ю. Кабыкина, Л.В. Жукова (*УрФУ, Екатеринбург*)
Радиационно-стойкие инфракрасные световоды на основе галогенидсеребряных монокристаллов

10^{45} Р.И. Куц, Д.А. Белоусов, В.П. Корольков (*ИАиЭ СО РАН, Новосибирск*)
Новые технологические возможности при прямой лазерной записи на пленках Si/Cr для синтеза дифракционных оптических элементов

11^{00}-11^{15} Перерыв на чай-кофе

6 – Применения: сенсоры, связь, обработка и фотомодификация материалов

Председатель: А.А. Редюк

11^{15} А.П. Базакуца[1], А.Б. Гомзин[1,2], О.В. Бутов[1] ([1]*ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН,* [2]*МФТИ, Москва)*
Методы управления поляризационными свойствами фемтосекундных ВБР

11^{30} Ж.Э. Мункуева[1,2], П.А. Елизарова[1,2], Д.А. Раднатаров[2], А.В. Достовалов[1,2], С.А. Бабин[1,2] ([1]*ИАиЭ СО РАН,* [2]*НГУ, Новосибирск*)
Фемтосекундная лазерная запись с помощью структурированного света

11^{45} А. Кохановский, В. Симонов, Ж. Мункуева, А. Доставалов (*ИАиЭ СО РАН, Новосибирск*)
Реконструкция свойств материала по разреженным измерениям ВБР с помощью физически-информированных нейронных сетей

12[00] О.Н. Егорова, С.Г. Журавлев, В.В. Вельмискин, К.П. Карпов, М.В. Елисов, А.Д. Прямиков, В.М. Машинский, С.Л. Семенов (*ИОФ им. А.М. Прохорова РАН, Москва*)
Датчик температуры на основе внутриволоконных интерферометров и эффекта Вернье

12[15] A.A. Antropov[1], T.V. Zharnikov[1], D.I. Sabitov[1], M. Arsalan[2], A. Alaithan[2] (*Aramco Innovations, Moscow; [2] Saudi Aramco, Dhahran, Saudi Arabia*)
Distributed Rayleigh Trace Simulation in PyOFSS for a Simplified OTDR Model

12[30] Завалишина Л.Д., Маркварт А.А., Лиокумович Л.Б., Ушаков Н.А. (*СПбПУ Петра Великого, С.-Петербург*)
Измерение уровня жидкости при помощи межмодового волоконно-оптического интерферометра на основе SNS-структуры

12[45] А.В. Бурдин[1-4], А.О. Нижгородов[5-7], Д.Д. Чижин[5], Е.С. Евтушенко[2], А.А.Беляев[1,3], С.С. Пашин[1], Е.В. Тер-Нерсесянц[1], К.В. Дукельский[1], Г.С. Полищук[1] ([1]*АО «НПО ГОИ им. С.И. Вавилова», С.-Петербург*), [2]*ПГУТИ, Самара;* [3]*СПбГУТим. М.А. Бонч-Бруевича, С.-Петербург;* [4]*ООО «ОптоФайбер Лаб»*, [5]МТУСИ, Москва; [6]*ТУИТ им. Мухаммада аль-Хоразмий, Ташкент*; [7]*ООО «Центр научно-технических компетенций и взаимодействия»*)
Экспериментальная передача трафика IEEE 802.3z/ae по кварцевому микро-структурированному оптическому волокну на расстояние 110 м

13[00] Е.И. Шевелев, А.А. Редюк, О.С. Сидельников, В.Р. Данилко, М.П. Федорук (*НГУ, Новосибирск*)
Компенсация нелинейных искажений в волоконно-оптических линиях связи на основе частотной декомпозиции широкополосного сигнала и машинного обучения

11[30] - 14[00] Экскурсия на СКИФ

13[15]-14[15] Перерыв на обед

7- Фотонные интегральные схемы. Нанофотоника и метаматериалы.

Председатель: В.П. Драчев

14[15] А.В. Варламов, П.М. Агрузов, И.В. Ильичев, М.В. Парфенов, А.В. Тронев, А.В. Шамрай (*ФТИ имени А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург*)
Интегральный акустооптический модулятор и оптоэлектронные генераторы на его основе (**пригл.**)

14[40] Д.А. Шимловская[1], А.С. Смирнов[1], К.Н. Гарбузов[1], А.А. Сердобинцев[2], Д.С. Земцов[1], В.П. Драчев[1], С.С. Косолобов[1] ([1]*Сколтех, Москва;* [2]*Институт Физики им. Н.Г. Чернышевского СГУ, Саратов*)
Интегральный оптический усилитель на основе гибридной структуры кремний – оксид алюминия, диффузионно-легированный эрбием **(пригл.)**

15[05] И.А. Пшеничнюк (*Сколтех, Москва*)
Фазовый пороговый преобразователь с низким энергопотреблением для интегральных фотонных схем и оптических вычислений **(пригл.)**

15[30] Д.И. Якубовский[1], М.С. Миронов[2], Т.А. Кочетков[1], Г.А. Ермолаев[1,2], Д.В. Грудинин[1,2], А.С. Славич[2], А.В. Арсенин[1,2], В.С. Волков[2] ([1]*Центр фотоники и двумерных материалов, Московский физико-технический институт (МФТИ), Долгопрудный;* [2]*Исследовательский центр перспективных технологий, XPANCEO, Дубайский инвестиционный парк, Дубай, Объединённые Арабские Эмираты*)
Синтез и перенос ультратонких металлических пленок для гибкой и прозрачной оптоэлектроники: от графена к двумерному металлу

15^{45} С.В. Дремов[1,3], Р.И. Мулляджанов[1,2,3], А.А. Гелаш[1] ([1]*Сколтех, Москва;* [2] *ИТ им С.С. Кутателадзе СО РАН,* [3]*НГУ, Новосибирск*)
От управления нелинейными сигналами к перспективным сенсорным системам: метод, основанный на спектральной задаче для солитонов

16^{00}-16^{15} Перерыв на чай-кофе

16^{15} Н.А. Гиппиус (*Сколтех, Москва*)
Метод резонансного подпространства для составных фотонно-кристаллических систем **(пригл.)**

16^{40} А.С. Баймуратов (*Сколтех, Москва*)
Мезоскопическая реконструкция двумерных материалов **(пригл.)**

17^{05} А.К. Сарычев, А.И. Иванов, Д.С. Коржов, М.С. Шестопалова, К.Н. Афанасьев, И.В. Быков, А.Ф. Смык, А.В. Шурыгин, В.О. Шендер, М.А. Лагарькова, К.Е. Мочалов. ([1]*ИТПЭ РАН,* [2]*ИБОХ им. Шемякина-Овчинникова РАН,* [3]*НИЯУ МИФИ,* [4]*James River Branch ООО, Москва,* [5]*ФНКЦ физико-химической медицины им. Ю.М. Лопухина ФМБА*)
Идентификация единичных экзосом на плазмонной метаповерхности методом ГКР **(пригл.)**

17^{30} Н.С. Салахова[1], С.А. Дьяков[1], А. Деменев[2], О. Клименко[1,3], Д. Шимловская[1], К.Гарбузов[1], С. Косолобов[1], В.Д. Кулаковский[2], В. Антонов[1], В. Драчев[1], Н.А. Гиппиус[1] ([1]*Сколтех, Москва,* [2]*ИФТТ им. Ю.А. Осипьяна РАН, Черноголовка,* [3]*ФИАН им. П.Н. Лебедева, Москва*)
Широкополосное диэлектрическое зеркало с сохранением спиральности света для хиральных резонаторов Фабри–Перо

17^{45} А. Мухамедянов, А. А. Зябловский, Е.С. Андрианов (*ВНИИА им. Н.Л. Духова, МФТИ, Москва*)
Использование бриллюэновских оптомеханических систем для фотонных нейронных сетей **(пригл.)**

18^{10} В.А, Терещенков, А.А. Зябловский, Е.С. Андрианов ([1]МФТИ, [2]*ВНИИА им. Духова, МФТИ,* [3]*ИТПЭ РАН, Москва*)
Формирование двух- и трехчастичных квазичастиц в управляемой оптомеханической системе

18^{30} Фуршет

Доклады, включенные в программу Международной школы по нелинейной и биомедицинской фотонике NLP 2026 (*01-04.09.2026*):

А.А. Головизин (*ФИАН им. П.Н.Лебедева, Москва*)
Использование высокостабильных и ультрастабильных лазерных систем в квантовых вычислениях и метрологии

М.С. Алейников, Г.С. Белотелов, О.В. Денисенко, А.А. Луговой, С.Н. Слюсарев, М.Н. Хромов (*ВНИИФТРИ, Москва*)
Текущее состояние и перспективы применения атомных интерферометров в области метрологии

Б.Г. Вайнер (*ИФП СО РАН, НГУ, Новосибирск*)
Современная инфракрасная термография в биомедицине

5 сентября 2026 г.

Сессия с индустриальными партнерами (Институт автоматики и электрометрии СО РАН, конференц-зал),

Организаторы: Л.В. Григорьева, И.А. Лобач (ИАиЭ СО РАН)

Список участников будет сформирован позже.

Неформальное общение на берегу Обского моря (по погоде)

6 сентября 2026 г.

Индивидуальная программа

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

Газоразрядные волоконные лазеры: достижения и перспективы

И.А. Буфетов*, А.В. Гладышев

[1] *Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН*

* *E-mail: iabuf@fo.gpi.ru*

DOI:10.31868/RFL2026.14-15

Создание первых волоконных световодов с полой сердцевиной [1] открыло новые возможности развития волоконных устройств. В том числе появился и новый класс волоконных лазеров – волоконные газовые лазеры. До недавнего времени волоконные газовые лазеры существовали только как лазеры с оптической накачкой. Препятствием же на пути реализации *газоразрядных* волоконных лазеров (ГРВЛ) являлась очень маленькая величина внутреннего диаметра рабочего объема – диаметр полой сердцевины световодов составляет обычно величину порядка 100 мкм. Близость стенок полой сердцевины приводит к повышенным потерям электронов из газоразрядной плазмы и, как следствие, возникают трудности с поддержанием плазмы в полой сердцевине световода.

Первый ГРВЛ был продемонстрирован в 2023 году на полых световодах револьверного типа [2] (револьверные световоды (РС) [3]). Одним из существенных условий его создания явилась реализация системы электрической накачки такого лазера, поддерживающая электрический разряд в узком капилляре полой сердцевины световода диаметром. Задача была решена путем помещения световода в поперечное СВЧ поле с частотой 2.45 кГц и амплитудой (3-5) кВ/см.

Затем была продемонстрирована генерация волоконных лазеров на бинарных смесях благородных газов: He-Xe, He-Ar и He-Kr на ряде длин волн в ближнем ИК диапазоне (от 1.8 до 2.5 мкм, см. Рис.1, левая часть) [3]. Все ГРВЛ работали в импульсно-периодическом режиме (длительность импульсов накачки 20-80 мкс, частота следования импульсов 400 Гц). Резонатор лазера представлял собой отрезок полого световода револьверного типа (РС) длиной ~1.5 м с пристыкованными к его торцам зеркалами (глухое зеркало – полированный Al, выходное – прозрачная в среднем ИК диапазоне подложка с многослойным интерференционным покрытием). Длина объема, занятого плазмой СВЧ разряда, в РС составляла около 25 см.

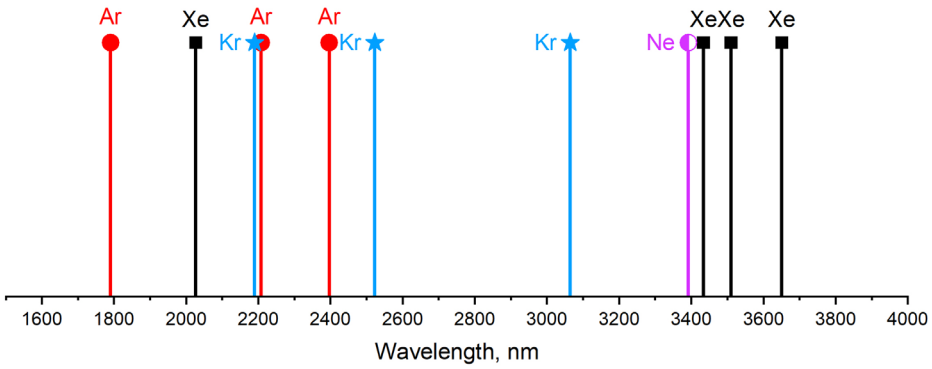


Рис.1. Длины волн генерации, наблюдавшиеся до настоящего времени в газоразрядных волоконных лазерах на полых световодах. Сверху указаны атомы благородных газов, являвшиеся активными центрами в соответствующих ГРВЛ.

Нами были измерены коэффициенты усиления слабого сигнала на длинах волн генерации (g_0) и соответствующие интенсивности насыщения I_{sat} (и мощности насыщения P_{sat}) [5]. Измеренные величины g_0 достаточно велики (от 10 до 30 дБ/м), и это делает избыточным применение в резонаторе зеркал с высокоотражающими многослойными покрытиями. Поэтому можно использовать в качестве выходного зеркала просто полированную клиновидную пластинку из Ge (n~4), прозрачную в средней ИК области. В результате спектральная селективность резонатора теперь обусловлена только свойствами РС. В результате нами дополнительно наблюдалась генерация ГРВЛ на смесях He-Xe, He-Kr в среднем ИК на длинах волн, обозначенных в правой части Рис.1. В таком же резонаторе нам удалось впервые реализовать в волоконном световоде генерацию на смеси He-Ne (10:1) на длине волны 3.39 мкм.

Измеренные значения g_0 и $I_{нас}$ [5] позволяют получить оценку сверху максимальной выходной мощности ГРВЛ. В настоящее время нами наблюдались выходные мощности различных ГРВЛ в квазинепрерывном режиме порядка нескольких милливатт. Но волоконные световоды револьверного типа обладают значительным потенциалом по снижению оптических потерь. В настоящее время минимальные экспериментально продемонстрированные потери в световодах такого с полой сердцевиной уже достигли величин $\alpha < 0.1$ дБ/м (на длине волны 1.6 мкм). Таким образом, уже на длине волны генерации, например, He-Ar ГРВЛ (1.79 мкм) за счет увеличения длины световода с лазерной плазмой в полой сердцевине можно достигнуть величины выходной мощности генерации $P_{max} \approx (g_0/\alpha)P_{sat} \approx$ 1кВт. Но чтобы достигнуть такой выходной мощности, необходимо поддерживать разряд в отрезке РС длиной порядка $L = 1/\alpha \sim 40$ км.

Таким образом ГРВЛ позволяют значительно расширить набор активных сред и длин волн генерации волоконных лазеров, а также имеют значительный потенциал для повышения мощности генерации.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 25-19-00559, https://rscf.ru/project/25-19-00559/.

Литература

[1] R. F. Cregan et al., *Science*, **285**, 1537–1539 (1999)
[2] А.В. Гладышев, Д.Г. Комиссаров и др. *КСФ ФИАН*, № 9, 62-71 (2023)
[3] А.Д. Прямиков, А.В. Гладышев и др. *УФН*, **194**, 138-168 (2024)
[4] A. Gladyshev, D. Komissarov et al. *Photonics*, **11**, 242 (2024)
[5] I.A. Bufetov, A.V. Gladyshev et al, *J. Lightwave Technology* **44**, 5131-5137 (2026)

Самосканирующие волоконные лазеры: вчера, сегодня, завтра

А.Ю. Ткаченко, Р.В. Дробышев, Е.К. Каширина, Н.Р. Поддубровский, А.А. Кривоносов, И.А. Лобач, С.И. Каблуков, Е.В. Подивилов

Институт автоматики и электрометрии СО РАН

**E-mail: lobach@iae.nsk.su*

DOI:10.31868/RFL2026.16-17

Эффект самосканирования частоты (ССЧ) лазера представляет собой самоиндуцированную периодическую перестройку длины волны генерации. Впервые это явление наблюдалось в рубиновом лазере всего через несколько лет после создания первого лазера [1]. В волоконных же лазерах эффект был обнаружен значительно позднее. В них диапазон сканирования может достигать десятков нанометров, что делает волоконные ССЧ-лазеры конкурентными по отношению к классическим перестраиваемым источникам в ряде прикладных задач (см, обзор [2] и ссылки там). Физический принцип эффекта основан на формировании динамических решёток усиления/поглощения и показателя преломления под действием стоячей волны излучения в активной среде. Из-за большого времени жизни такие решётки избирательно изменяют условия генерации для продольных мод резонатора. При определённых условиях это приводит к подавлению одних мод и возникновению других, что при многократном повторении проявляется как перестройка частоты лазера. Несмотря на кажущуюся простоту, реально существует множество вариантов реализации эффекта, различающихся модовым составом в каждый момент времени и длительностью существования отдельных мод.

В первых экспериментах ССЧ сопровождалось микросекундными (~2-10 мкс) самопульсациями [3] с килогерцовой частотой повторения, напоминая динамику лазера с модуляцией добротности (так называемые импульсные ССЧ-лазеры). Подбором параметров резонатора можно добиться генерации каждого колоколообразного импульса на одной продольной моде (ширина линии < 1 МГц), формируя регулярную импульсную последовательность (Рис.1а). При этой лазерная частота меняется строго на один межмодовый интервал. В таком случае лазер аналогичен одночастотному перестраиваемому источнику. На сегодняшний день этот тип наиболее изучен и лежит в основе большинства практических применений.

Дальнейшим развитием стала демонстрация непрерывного ССЧ-лазера, в котором, при сохранении самоиндуцированной динамики центральной длины волны, интенсивность излучения остаётся квазинепрерывной с короткими высокочастотными всплесками [4]. Такой лазер также генерирует последовательность одночастотных (ширина линии ~ 0,7 МГц) импульсов, но прямоугольной формы и большой длительности (до ~ 1 мс). Оптическая частота при этом последовательно сдвигается от импульса к импульсу на один межмодовый интервал. Импульсы практически не перекрываются во времени: один затухает, и в момент его исчезновения рождается следующий, сопровождаясь кратковременным всплеском интенсивности. Таким образом, внешне непрерывная генерация фактически является импульсной, но с очень длинными импульсами и практически без пауз между ними. Такая реализация имеет несомненное преимущество перед чисто импульсной, поскольку позволяет использовать излучение на протяжении всего процесса генерации, а не только в моменты генерации микросекундных импульсов, что повышает отношение сигнал/шум на несколько порядков. В частности,

такой непрерывный лазер был применён в задачах волоконной сенсорики на основе рассеяния Мандельштама–Бриллюэна [5].

До недавнего времени считалось, что обязательным условием для режима ССЧ является наличие достаточно длинных динамических решёток, обеспечивающих узкополосную селекцию нескольких (в пределе — одной) продольных мод. Предполагалось, что при коротких решётках в генерацию будет вовлечено большое число мод, что снизит эффективность записи последующих решёток и приведёт к исчезновению эффекта сканирования. Однако работы последних лет показали, что возможен новый тип лазера — ССЧ-лазер с синхронизацией мод, при котором интенсивность состоит из коротких (до 3 нс) импульсов [6]. Оказалось, что генерация набора синхронизованных продольных мод способна формировать решётку, обеспечивающую селекцию нового набора (порядка 50 мод), также синхронизованных, что в итоге приводит к регулярной перестройке длины волны, аналогичной предыдущим режимам. Такой подход обладает очевидным преимуществом, поскольку позволяет достигать высоких пиковых мощностей. Достижение такого многочастотного режима существенно расширяет современные представления о принципах работы ССЧ-лазеров. Кроме того, оно открывает новые перспективы в области управления модовой динамикой волоконных лазеров, что особенно важно для решения широкого круга прикладных задач — от высокоточных измерений до систем передачи и обработки оптических сигналов.

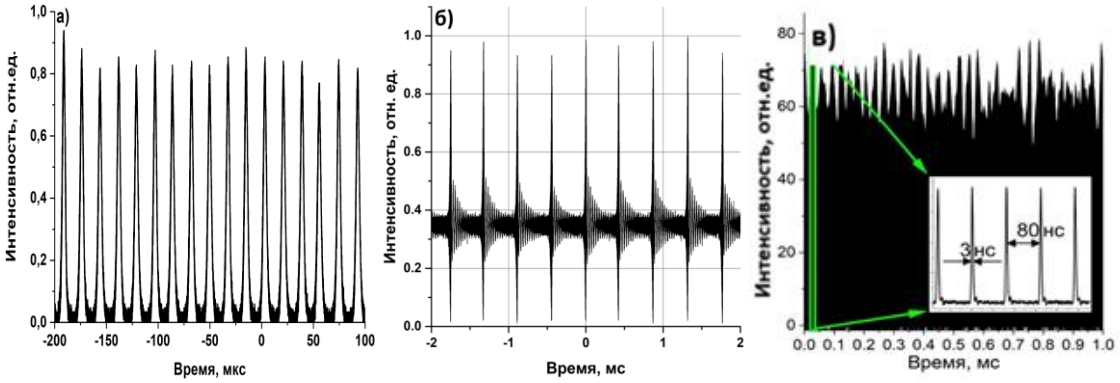


Рис. 1. Динамика интенсивности для трех типов ССЧ-лазеров: а) – импульсного, б) – непрерывного и в) – с синхронизацией мод.

В докладе будут подробно рассмотрены основные этапы развития волоконных ССЧ-лазеров, проанализированы ключевые физические эффекты, лежащие в основе их функционирования, а также систематизированы существующие и потенциальные области применения.

Работа выполнена в рамках Гранта РНФ N◦ 25-12-00186. В работе использовалось оборудование ЦКП «Спектроскопия высокого разрешения газов и конденсированных сред» Института автоматики и электрометрии СО РАН.

Литература

[1] T.P. Hughes, K.M. Young, *Nature* **196**, 332–334 (1962)
[2] N.R. Poddubrovskii, R.V.Drobyshev et al, *Photon*. **9**, 613 (2022)
[3] I.A. Lobach, S.I. Kablukov et al, *Laser Phys. Lett.* **11**, 045103 (2014)
[4] R.V. Drobyshev, N.R. Poddubrovskii et al, *Laser Phys. Lett.* **18**, 085102 (2021)
[5] N.R. Poddubrovskii, I.A. Lobach et al, *Opt. Lett.*, **49**, 282–285 (2024)
[6] A.A. Krivonosov, N.R. Poddubrovskii et al. *Opt. Lett.*, **50**, 1021–1024 (2025)

Достижения в разработке современных промышленных лазеров и технологий для развивающихся сегментов экономики

И.В. Обронов*

ООО «ВПГ Лазеруан»

** E-mail: iobronov@vpglaserone.ru*

DOI:10.31868/RFL2026.18

Развитие современной техники и технологий производства диктует необходимость в разработке новых лазеров и лазерных комплексов. В настоящее время, лазеры стали надежным рабочим инструментов промышленности и доля наукоемких применений неуклонно растет. Наша компания стремится поспевать за этими трендами, в связи с чем фокус развития смещается в сторону следующих технологий:

1. 3д печать. Широко распространена 3д печать черными и цветными металлами хорошо поглощающими в области ближнего ИК диапазона. Однако, наблюдается сильный тренд на развитие печати цветными, в т.ч. благородными металлами. Для удовлетворения потребностей рынка былла разработана линейка непрерывных лазеров с длиной волны 535нм и мощностью до 500Вт.
2. Стереолитография. Развитие новых мощных УФ лазеров серии ULM с мощностью до 3Вт на 355нм позволило открыть относительно новую нишу в аддитивных технологиях – промышленная 3д печать методом фотополимеризации суспензий тугоплавких материалов.
3. Лазеры серии VLM с длинами волн 357–497 нм мощностью от 0,1 до 5 Вт открывают новые перспективы в производстве электронных компонентов. Благодаря высокому качеству пучка ($M^2 \leq 1{,}2$) и стабильности мощности, эти источники позволяют выполнять бесконтактную литографию, локально сваривать и паять миниатюрные компоненты без общего нагрева, вскрывать контактные площадки, удаляя полиимидные и пассивирующие слои;
4. Прецизионная микрообработка, включающая в себя абляционное разделение, скрайбинг, микроперформацию, структурирование, микросварку диэлектриков и лазерно-идуцированное травление. Для нужд микрообработки разработаны гибридные лазеры серии UPL с длительностями импульсов от 700фс до 15пс и длиной волны излучения от 258нм и установка микрообработки FL-micro на их основе.
5. Лазерная очистка. Наша компания следует мировому тренду на расширение применений лазерной очистки и текстурирования поверхностей и развивает линейку импульсных лазеров на принципе самомодуляции. Последние достижения составляют 13мДж, 100нс, >1кВт средней мощности с одного излучающего канала, а так же методы синзронизации нескольких лазеров для увеличения плотности энергии на поверхности обатываемой детали. Подобные источники могут быть применены не только для очистки поверхностей, но и в проекте маркировки горячего проката для глубокой гравировки стали.

Подавление вынужденного комбинационного рассеяния методом двухволновой генерации в волоконном одномодовом лазере мощностью 4 кВт

Д.А. Летов*, А.А. Колегов

ООО «ЛАССАРД»

** E-mail: d.letov@lassard.ru*

DOI:10.31868/RFL2026.19-20

В работе экспериментально продемонстрирован метод подавления вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР) в непрерывном одномодовом волоконном иттербиевом лазере киловаттного уровня мощности. За счет использования двухволнового задающего генератора (ЗГ) с рабочими длинами волн1070 нм и 1080 нм обеспечено уширение спектра основного сигнала. Это позволило перераспределить спектральную плотность мощности, снизить эффективное рамановское усиление и сдвинуть порог ВКР в область более высоких мощностей. В оптической схеме «ЗГ – усилитель» (MOPA) на активном волокне 25/400 мкм и последующим переходом на пассивное волокно 25/250 мкм с числовой апертурой NA=0,065 получена выходная мощность 4 кВт. Измерения оптического спектра на максимальной мощности показали, что соотношение уровней основного сигнала к ВКР составляет не менее 25 дБ, что подтверждает высокую эффективность предложенного метода для масштабирования мощности одномодовых волоконных лазеров.

Волоконные CW-лазеры киловаттного уровня мощности широко применяются в современной промышленности для высокоскоростной резки, глубокой сварки и термоупрочнения металлов. Наряду с требованиями к высокой выходной мощности, критически важным остается сохранение высокого качества выходного пучка. Однако при масштабировании мощности в одномодовых волоконных лазерах ключевым физическим ограничением выступают нелинейные оптические эффекты, среди которых наиболее критичным является ВКР [1]. При достижении порога ВКР значительная часть энергии основного сигнала нелинейным образом перекачивается в стоксову компоненту, смещенную в красную область спектра примерно на 13,2 ТГц. Это приводит к падению эффективности лазера, нестабильности амплитуды и потенциальному разрушению оптических компонентов обратнорассеянным излучением. Традиционные методы борьбы с ВКР включают использование волокон с увеличенным диаметром сердцевины (LMA-волокна) и уширение спектра задающего генератора с помощью высокочастотной фазовой модуляции. Однако увеличение сердцевины ограничивает одномодовый режим, а внешняя фазовая модуляция существенно усложняет систему. В данной работе предложена и экспериментально исследована альтернативная, более экономичная и стабильная архитектура, основанная на двухволновой генерации, которая обеспечивает эффективное уширение спектра и сдвиг порога ВКР при сохранении высокой мощности и качества пучка.

Экспериментальные исследования проводились на волоконной лазерной системе, состоявшей из трех основных каскадов: ЗГ, предусилитель и основной усилитель. Физический механизм подавления нелинейного процесса ВКР в данной схеме основан на управлении спектральной плотностью мощности. Классический одноволновый сигнал с узкой спектральной линией обладает высокой пиковой интенсивностью. При генерации двух длин волн, в процессе их усиления и распространения в нелинейной среде, за счет эффектов кросс-фазовой модуляции и

четырехволнового смешения, происходит взаимное уширение интегрального спектра. Плотность мощности распределяется по более широкому спектральному интервалу [2]. Поскольку коэффициент усиления ВКР напрямую зависит от спектральной плотности мощности на конкретной частоте, такое уширение эффективно снижает накопленный коэффициент нелинейного усиления ВКР. В результате, порог возникновения ВКР сдвигается в область существенно более высоких мощностей. В ходе эксперимента была успешно достигнута максимальная мощность лазера в 4127 Вт. Спектрограмма выходного излучения при работе на максимальной мощности 4 кВт представлена на Рис. 1.

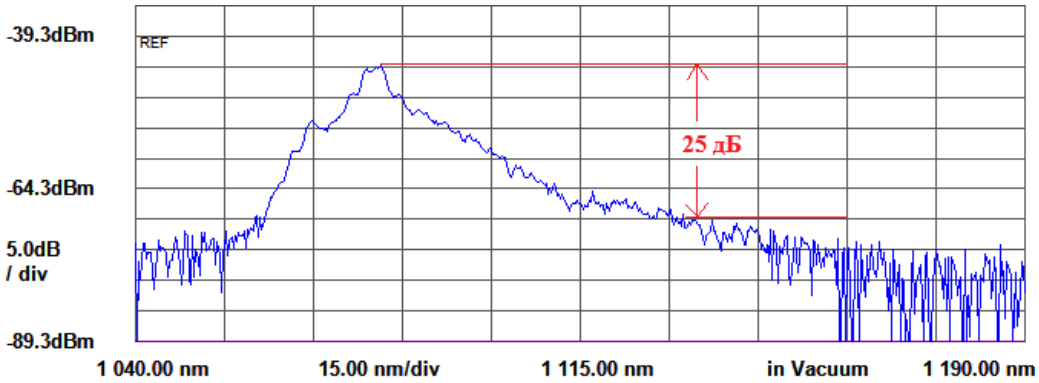


Рис. 1. Оптический спектр излучения лазера на мощности 4 кВт.

Анализ полученного спектра позволяет сделать следующие выводы: теоретическая область генерации ВКР-компоненты для данного лазера должна локализоваться в диапазоне 1130-1135 нм. Из спектрограммы видно, что в указанной области отсутствует выраженный дискретный пик стоксовой волны. Уровень сигнала в этой зоне находится на уровне тепловых и аппаратных шумов системы. Таким образом, отношение мощности основного лазерного сигнала к мощности шума в области ВКР составляет не менее 25 дБ. Это указывает на то, что благодаря двухволновой архитектуре ЗГ стимулированное Рамановское рассеяние было глубоко подавлено и не перешло в стадию развитой генерации, а вся оптическая энергия осталась сосредоточена в несущих длинах волн.

В работе экспериментально доказана высокая эффективность метода двухволновой генерации для борьбы с ВКР в волоконных лазерах высокой мощности. Использование задающего сигнала на длинах волн 1070 и 1080 нм позволило успешно масштабировать выходную мощность иттербиевого лазера до 4 кВт. При этом фиксация оптического спектра на максимальной мощности подтвердила отсутствие стоксовой компоненты ВКР. Предложенный подход может быть рекомендован для дальнейшего увеличения мощности одномодовых волоконных лазерных систем до уровня 5 кВт и выше.

Литература

[1] Y. Zhou, X. Li et al, *Optics & Laser Technology* **182**, 111830 (2026)
[2] H. Liu, T. Zhang et al, *Optics Express* **33**, 48541-48552 (2025)

5-6 мкм лазеры на активированных редкоземельными ионами халькогенидных световодах

В.В. Колташев[1,*], **М.В. Суханов**[2], **Б.И. Галаган**[3], **Б.И. Денкер**[3], **С.Е. Сверчков**[3], **Е.Н. Лашманов**[2], **А.П. Вельмужов**[2], **В.Г. Плотниченко**[1]

[1] *Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Научный центр волоконной оптики им. Е.М. Дианова*

[2] *Институт химии высокочистых веществ им. Г.Г. Девятых РАН*

[3] *Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН*

[*] *E-mail: kvv@fo.gpi.ru*

DOI:10.31868/RFL2026.21-22

Современная технология [1] получения халькогенидных стекол, активированных редкоземельными ионами (РЗИ), такими как Ce^{3+}, Nd^{3+} и Tb^{3+}, позволила создавать на них волоконные лазеры с длинами волн генерации > 4 мкм, ранее недоступными для волоконных лазеров. Представленные халькогенидные световоды состоят из легированной РЗИ селенидной сердцевины в нелегированной сульфидной оболочке, защищенной фторопластовым покрытием.

Рис. 1, 2 представляют наилучшие достигнутые на сегодняшний день энергетические характеристики непрерывных, работающих при комнатной температуре волоконных лазеров на ионах Tb^{3+} [2] и Ce^{3+} [3] при накачке соответственно 1.9 мкм тулиевым и 4.15 мкм Fe^{2+}:ZnSe лазерами. Достигнутая мощность генерации в обоих случаях измерялась сотнями мВт, а спектр генерируемого излучения содержал несколько линий в диапазоне 5.0-5.2 мкм.

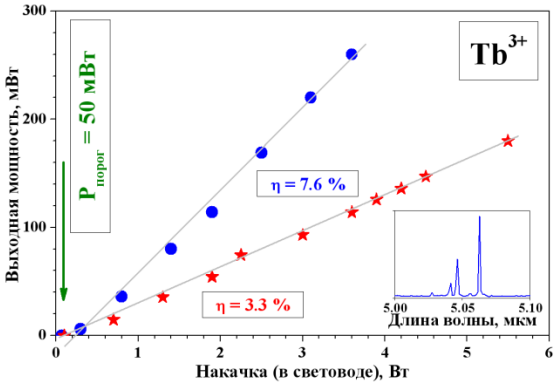


Рис. 1. Характеристики лазера на ионах Tb^{3+}.

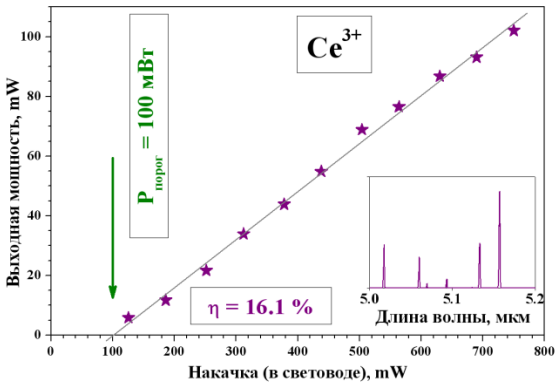


Рис. 2. Характеристики лазера на ионах Ce^{3+}.

Наиболее длинноволновую лазерную генерацию в селенидных стеклах позволяют получить ионы Nd^{3+}. Оптическая накачка ионов Nd^{3+} представляет определенные сложности из-за неудобного расположения их полос поглощения в средней инфракрасной области. Одним из возможных вариантов является накачка висмутовым волоконным лазером на длине волны 1.7 мкм. Действительно, при такой накачке и при охлаждении легированного Nd^{3+} световода жидким азотом была впервые получена непрерывная генерация на длине волны 5.7 мкм, Рис. 3 [4].

В качестве альтернативного способа оптической накачки ионов Nd^{3+} в халькогенидном световоде было предложено использование вынужденного или спонтанного ~ 5 мкм излучения ионов Tb^{3+} в солегированном световоде. При этом концентрации обоих ионов были достаточно низкими, что исключало заметную безызлучательную передачу возбуждений между ними. При 1.9 мкм накачке в полосу

поглощения Tb^{3+} в солегированном световоде впервые удалось продемонстрировать 5.8 мкм генерацию Nd^{3+} при комнатной температуре, Рис. 4. Поскольку в спектре лазерной генерации отсутствовала линия ионов Tb^{3+}, непосредственным источником накачки ионов Nd^{3+} в данном случае явилась спонтанная люминесценция ионов Tb^{3+} [5].

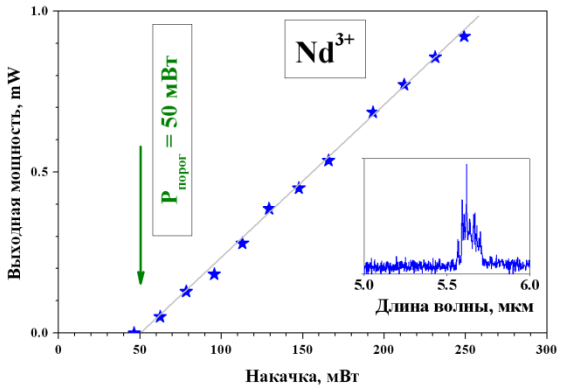


Рис. 3. Характеристика лазера на ионах Nd^{3+} при 1.7 мкм накачке висмутовым лазером.

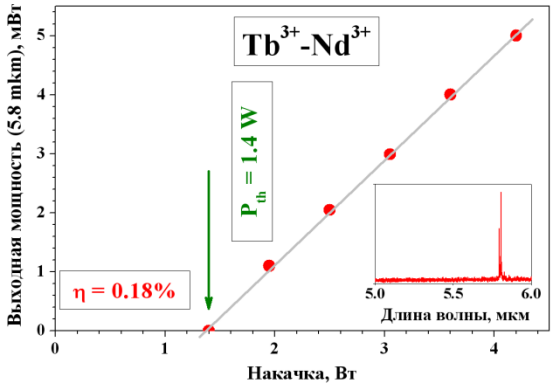


Рис. 4. Характеристика лазера на ионах Nd^{3+} при накачке спонтанным излучением ионов Tb^{3+}.

Важным шагом по направлениям к созданию цельноволоконных лазеров и к управлению параметрами их генерации является создание и использование Брэгговских дифракционных решеток. Была разработана оригинальная методика записи Брэгговских решеток при помощи фемтосекундного лазера в халькогенидных световодах с высокими (2.3-2.7) показателями преломления. В легированном Tb^{3+} волокне с записанной непосредственно в нем решеткой была получена узкополосная лазерная генерация и осуществлена ее температурная перестройка в диапазоне 5.237-5.263 мкм, Рис. 5 [6].

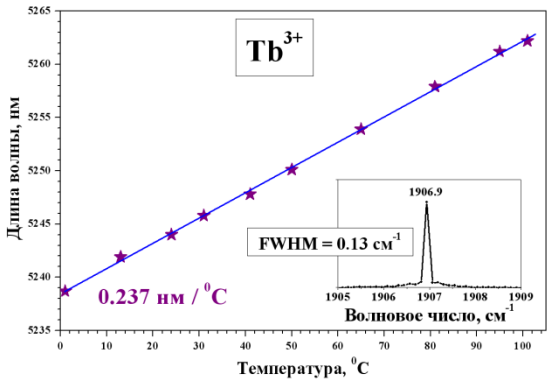


Рис. 5. Температурная перестройка длины волны Tb^{3+} волоконного лазера с записанной в нем брэгговской решеткой.

Работа выполнена при поддержке Российского Научного Фонда (грант РНФ № 25-22-00552).

Литература

[1] M.V. Sukhanov, A.P. Velmuzhov et al, *J. of Non-Cryst. Solids* 608, 122256 (2023)
[2] V.V. Koltashev, B.I. Denker et al, *Optics and Laser Technology* 161, 109233 (2023)
[3] Vasily Koltashev, Andrei Pushkin et al, *Optical Fiber Technology* **98**, 104524 (2026)
[4] B.I. Galagan, M.V. Sukhanov et al, *Journal of Luminescence* **295**, 121912 (2026)
[5] M.V. Sukhanov, V.V. Koltashev et al, *Journal of Luminescence* **295**, 121931 (2026)
[6] V.V. Koltashev, M.V. Sukhanov et al, *Infrared Physics & Technology* **155**, 106455 (2026)

О влиянии терморефрактивного шума на волоконные лазеры и сравнение их с шумами SIL диодных лазеров

С.П. Никитин[1,*], М.Т. Семкив[1,2], А.А. Кондаков[1], Г.Ю. Иванов[1], А.Ю. Данилов[1,2], О.Е. Наний[1,3], В.Н. Трещиков[1]

[1] *ООО «Т8», г Москва*
[2] *Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», г Москва*
[3] *Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, г. Москва*
[*] *E-mail: nikitin@t8.ru*

DOI:10.31868/RFL2026.23-24

Узкополосные лазеры с шириной линии менее сотен герц находят широкое применение в космической оптической связи, волоконно-оптических системах сенсорики, чувствительных сенсорах, лидарах, системах позиционирования, ионных ловушках, атомных стандартах времени, и других применениях современной фотоники [1,2]. В данном докладе приведено экспериментальное и теоретическое сравнение оптического шума частоты диодных лазеров с затягиванием частоты (self-injection locking, SIL) интегральным микро-кольцевым резонатором [3], и одночастотных эрбиевых волоконных лазеров на основе резонаторов, сформированных решётками Брэгга (fiber Bragg gratings, FBG) [4].

Спектральная плотность мощности (СПМ) шума частоты высоко-когерентного лазера обычно состоит из низкочастотного фликкер-шума, зависящего от частоты как 1/f, и высокочастотного белого шума частоты, связанного со спонтанным излучением фотонов в моду, генерируемую лазером. При этом, интегральная ширина линии лазерного излучения логарифмически зависит от времени измерения и непосредственно связана с уровнем шумов 1/f, в то время как мгновенная (Лоренцевская) ширина линии определяется уровнем белого шума частоты и от времени не зависит.

С помощью метода цифровой волоконной интерферометрии [5], нами были произведены измерения СПМ шума частоты двух указанных типов лазеров, разработанных и выпускаемых ООО «Т8». Результаты экспериментальных измерений приведены на Рис. 1.

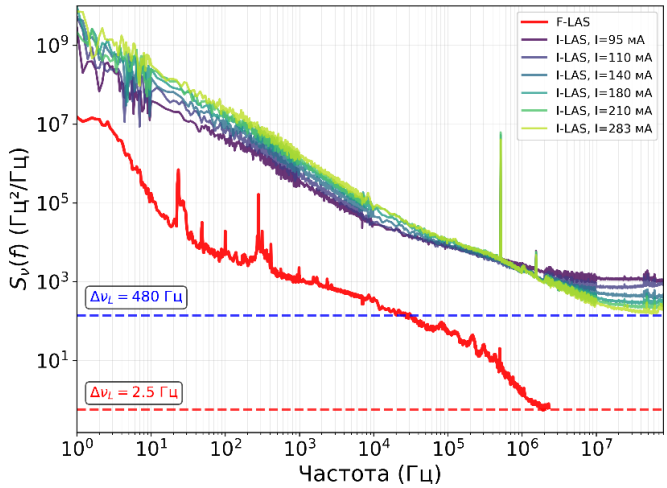


Рис. 1. СПМ шума частоты волоконного лазера (красная линия) и лазерного диода с затягиванием частоты интегральным кольцевым микро-резонатором (набор линий от желтого до фиолетового, полученных при разных токах накачки), измеренные методом цифровой волоконной интерферометрии [5].

Измерения и их теоретический анализ позволили сделать ряд выводов. Уровень шума волоконного лазера существенно меньше, чем у диодного во всем экспериментально изученном диапазоне от 1 Гц до 10 МГц. В отличие от волоконного FBG-лазера, диодный SIL-лазер критически чувствителен к низкочастотным шумам тока накачки, что накладывает жесткие требования на источник тока, используемом для его накачки [3]. На высоких частотах ($f > 10$ *кГц*) частотные шумы обоих лазеров определяются в основном терморефрактивным шумом, связанным с флуктуациями показателями преломления материала микро-кольцевого резонатора и/или резонатора FBG лазера [6-8]. Начиная с частот порядка 5 МГц и выше уровень частотного шума диодного SIL лазера «выходит на полку» белого шума уровень которой уменьшается с увеличением выходной мощности лазера, в соответствии с формулой Шавлова-Таунса. В то же время, в волоконном FBG-лазере выраженной белой частотной шумовой компоненты экспериментально не наблюдается вплоть до частот до 1 МГц, а его спектр в целом определяется фликкер-шумом, связанным с термомеханическими процессами в волокне на низких частотах. При этом, на низких частотах (< 3 кГц) в СПМ шума частоты FBG-лазера помимо термомеханического шума [7] появляются признаки шума, связанного со случайным спонтанным излучением в объеме активного волокна (термоэмиссионный шум [8]). Кроме того, релаксационные колебания в волоконных лазерах приводят к заметным шумам интенсивности на частотах порядка сотен килогерц, что как минимум на порядок ниже, чем в диодных лазерах.

Низкий уровень частотных шумов волоконного FBG-лазера по сравнению с диодным SIL-лазером является прямым следствием того, что определяющий вклад в высокочастотные шумы в обоих лазерах вносит терморефрактивный шум [6-8]. Термодинамические флуктуации температуры лазерного резонатора $<\delta T^2>$, а значит и флуктуации оптической фазы, определяются следующим выражением:

$$<\delta T^2> = kT^2/C\rho V, \quad (1)$$

где k – постоянная Больцмана, T – температура, C – удельная теплоёмкость, ρ – плотность материала резонатора, V – объем моды в резонаторе. Соответственно, меньший объем моды V микро-резонатора в SIL-лазере приводит к бóльшим флуктуациям фазы по сравнению с FBG-лазером, мода которого гораздо больше.

Таким образом, в настоящее время использование волоконных резонаторов является самым простым способом достижения низкого уровня частотных шумов в высоко когерентных лазерах. В то же время, учитывая технологическую перспективность SIL-лазеров, уменьшение уровня их частотных шумов может быть достигнуто путем увеличения объёма оптической моды используемого микро-резонатора, то есть, применением интегральных волноводов с большим размером модового пятна и использованием резонаторов большей длины.

Литература

[1] N.M. Kondratiev, E.V. Lobanov et al, *Frontiers of Physics*, **18**, 21305 (2023)
[2] Z. Bai, Z. Zhao et al, *Microwave and Optical Technology Letters*, **64**, 2244-2255 (2022)
[3] D.E. Artemov, A.A. Kondakov et al, *Laser Physics Letters*, **22**, 116201 (2025)
[4] M.I. Skvortsov, A.A. Wolf et al, *Laser Physics Letters*, **15**, 035103 (2018)
[5] G.Y. Ivanov, A.Y. Danilov et al, *in 2026 Optical Fiber Communications Conference (OFC)*, 1-3. IEEE, (2026)
[6] G. Huang, E. Lucas et al, *Physical Review A*, **99**, 061801 (2019)
[7] L. Duan, *Physical Review A*, **86**, 023817 (2012)
[8] S. Foster, G.A. Cranch et al, *Physical Review A*, **79**, 053802 (2009)

Observation of Spatiotemporal Mode-Locking Transitions in a Multimode Fiber Laser

K. Stefanska[1], V. Cecconi[1;*], K. Krupa[2], L. Zhou[3], J.A. Alvarez-Chavez[4], S. G. Murdoch[5,6], F. Mangini[1,7], S. Wabnitz[1]

[1] *DIET, Sapienza University of Rome, Italy*
[2]*Institute of Physical Chemistry, Polish Academy of Sciences, Poland*
[3]*Jilin University, China*
[4]*The Hague University of Applied Sciences, Netherlands*
5*University of Auckland, New Zealand*
[6]*Dodd-Walls Centre for Photonic and Quantum Technologies, New Zealand*
[7]*Niccolo Cusano University, Italy*

[*] *E-mail:* vittorio.cecconi@uniroma1.it

DOI:10.31868/RFL2026.25-26

Passive mode-locked fiber lasers are reliable sources of ultrashort pulses, from femtoseconds to picoseconds, with applications in telecommunications, biomedical imaging, and material processing [1]. Pulse formation results from the balance of dispersion, nonlinearity, gain, and loss in a dissipative nonlinear system [2,3]. Nonlinear polarization evolution is widely used because it supports both stable mode-locking and noise-like pulse (NLP) operation through simple adjustments of intracavity polarization or pump power. In parallel, graded-index (GRIN) multimode fibers have attracted considerable attention owing to their large mode area, low modal dispersion, and rich spatiotemporal nonlinear dynamics, including beam self-cleaning [4–6].

In this work, we investigate a spatiotemporal mode-locked Ytterbium fiber laser cavity based on a combination of single-mode fibers and multimode GRIN fibers. We demonstrate experimentally that a disordered noise-like pulse regime can be transformed into ordered stable mode-locking by progressively narrowing the bandwidth of an intracavity spectral filter. A similar phase-transition was very recently described for a single-mode fiber laser operating in the anomalous dispersion regime [7]. Here, we investigate three configurations: a 3-nm filter, a 10-nm filter, and a no-filter case. In all cases, we observe beam self-cleaning at the output of the GRIN fiber. By comparison, when the laser is operating in a continuous-wave state, no spatial beam self-cleaning is observed. Interestingly, the strongest self-cleaning effect appears in the absence of spectral filter in the cavity. We attribute this to the high peak power of the noise-like pulses when operating in this regime.

The laser consists of an all-normal-dispersion cavity with Yb-doped, few-mode, GRIN, and passive double-clad fibers, together with a free-space nonlinear polarization evolution section and interchangeable 3-nm or 10-nm filters (Fig. 1a).

Figure 1b shows the optical spectra for the three operating regimes. The fine spectral structure present in the spectrum of the cavity with the 3 nm spectral filter is in strong contrast to the broadband smooth spectrum of the 10-nm and no-filter cavities, and suggests operation in a stable mode-locked, as opposed to a chaotic noise-like pulses regime. This is confirmed in Figures 1c–d, which display the autocorrelation traces and beam profiles obtained for the 3-nm and no-filter cavities. The autocorrelation of the 3-nm filter cavity shows a single clean 6 ps trace indicating stable mode-locking. Using a Treacy grating compressor [8], we succeeded in compressing these pulses down to 190 fs. By contrast, the no-filter cavity autocorrelation shows a ~ 140 fs peak superimposed on top of a broad 27 ps background, confirming its noise-like origins.

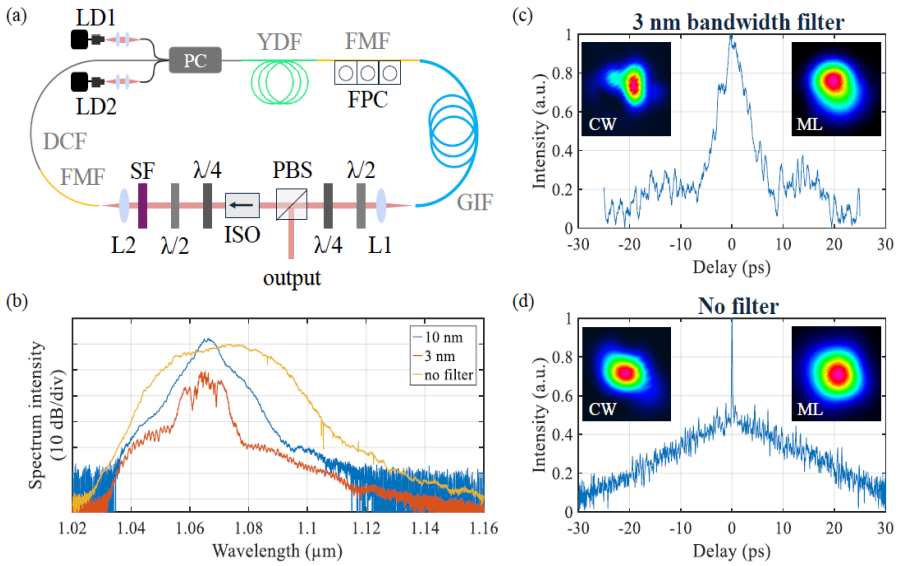


Fig. 1. Fiber laser setup (a) with: LD – laser diodes; PC – pump combiner; FPC – fiber polarization controller; L - lenses; λ /2 – half-wave plate; λ /4 – quarter-wave plate; PBS – polarizing beamsplitter cube; ISO – isolator; SF – spectral filter. Measured output spectra for the three filter configurations (b) and autocorrelation traces for the 3-nm-bandwidth filter (c) and for no filter in the cavity (d).

Interestingly, both cavities with and without bandpass filter show clear evidence of beam self-cleaning when operating in a pulsed regime. We attribute this to the comparatively high peak power of these pulsed modes of operation. We experimentally determined the quality of the output beam by measuring $M_x^2 \approx 1.52$, $M_y^2 \approx 1.56$ and $M_x^2 \approx 1.52$, $M_y^2 \approx 1.56$ for the stably mode-locked, and the noise-like pulses states, respectively. These results provide a clear quantitative signature of beam self-cleaning and suggest that the high peak powers of the noise-like pulses state permit more efficient beam self-cleaning than the lower-powered stable mode-locked state.

In summary, by controlling the bandwidth of the intracavity filter, we explore the transition between a stable mode-locked and a noise-like pulses emission regime that can be associated with a spatiotemporal intermittency dynamic [9].

Acknowledgments: European Innovation Council (Grant no. 101185664). S.G. Murdoch acknowledges a Sapienza visiting fellowship.We acknowledge Narodowe Centrum Nauki NCN (OPUS25 2023/49/B/ST7/01482) and Narodowa Agencja Wymiany Akademickiej NAWA (Canaletto BPN/BIT/2024/1/00035 and the Italian Ministry of Foreign Affairs and International Cooperation (MAECI) Grant no. M00357.

References

[1] M.E. Fermann, I. Hartl, *Nat. Phot.* **7**, 868–874 (2013)
[2] P. Grelu, N. Akhmediev, *Nat. Phot.* **6**, 84–92 (2012)
[3] E.V. Vanin, A.I. Korytin et al., *Physical Review A* **49**, 2806 (1994)
[4] L.G. Wright, D.N. Christodoulides et al., *Science* **358**, 94–97 (2017)
[5] U. Tegin, E. Kakkava et al., *Optica* **6**, 1412–1415 (2019)
[6] K. Krupa, A. Tonello et al., *Nat. Phot.* **11**, 237–241 (2017)
[7] O. Ougrige, F. Bessin et al, A*pplied Physics Letters* **127**,171103 (2025)
[8] E. Treacy, *IEEE Journal of Quantum Electronics* **5**, 454–458 (1969)
[9] K. Stefańska, V. Cecconi et al, *Opt. Lett.* **51**, 3229-3232 (2026)

Fiber Bragg grating sensor in etched few-mode fibers

A. Kumar[1*] **and A. Sharma**[2]

[1]*Department of Physics, Indian Institute of Technology Delhi, New Delhi, India, 110016*
[2]*Optics &Photonics Centre, Indian Institute of Technology Delhi, New Delhi, 110016, India*
[*] *E-mail: ajaykumar.physics.iitd@gmail.com*

DOI:10.31868/RFL2026.27-28

Various optical fiber sensors, like FBGs, have been developed for multi-parameter sensing. Higher-order modes enhance refractive index sensitivity due to stronger evanescent fields, allowing simultaneous temperature and index measurement. This study optimizes sensor length and analyzes cross-sensitivity [1-2]. We consider a few-mode fiber Bragg grating sensor with first two modes. The refractive index profile of a few-mode step-index fiber Bragg grating can be written as

$$n(r,z) = \begin{cases} n_1 + \frac{\delta n}{2}\cos\left(\frac{2\pi z}{\Lambda}\right), & r < r_{c,} \\ n_2, & \text{otherwise} \end{cases} \quad (1)$$

where n_1 and n_2 are the core and cladding indices, respectively, δn is the amplitude of the periodic modulation of the core index, and Λ is the period of the modulation; r_c is the core radius. We have chosen to consider the results of an experimental study [2] to implement our model. Thus, the values of the parameters are as follows $r_c = 9.75\mu m$, $n_1 = 1.449$, $n_2 = 1.444$ with $NA{\sim}0.12$, $\Lambda = 0.534\ \mu$m and $\delta n = 2 \times 10^{-4}$. The length of grating is 20 mm. In our study, we have used collocation method with 200 collocation functions, for modelling and split-step non-paraxial method for computing transmission [3-5]. The reflection peaks due to LP_{01} and LP_{11} modes are at $1.54702\mu m$ and $1.54555\mu m$, respectively and are verified by the phase-matching condition as shown below Fig.1.

Few-mode fiber grating sensors determine sensitivity by how stimuli alter effective indices and grating periods. To enhance refractive index sensitivity, the fiber is etched to the core, exposing the evanescent field to the medium. Because higher-order modes interact more strongly with the surrounding environment as the evanescent fields of the higher order modes interact with this external medium to great extents, they exhibit larger Bragg wavelength shifts than fundamental modes. The sensitivity of FM-FBGs can be further increased if we etched the entire cladding of the fiber as well as some part of the core. The refractive index sensitivities of LP_{01} and LP_{11} modes with the core radius of the etched fiber with water as the external medium ($n = 1.3159$) is shown in Fig. 2.

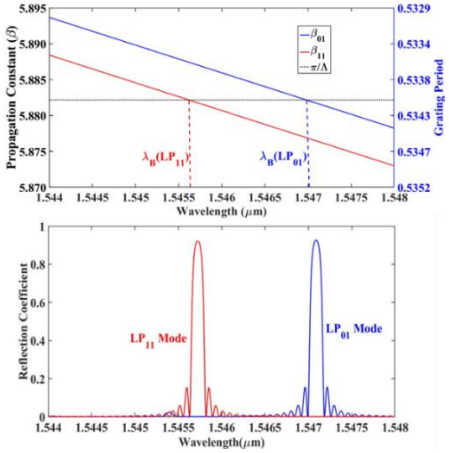


Fig. 1. Bragg wavelengths for LP_{01} and LP_{11} modes from phase-matching condition ($\beta = \pi/\Lambda$) and from reflection spectra of FM-FBG.

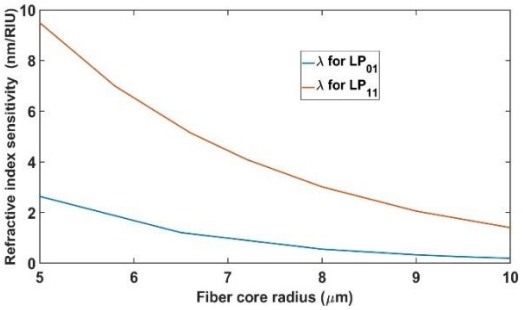


Fig. 2. Refractive index sensitivity (nm/RIU) with etching the core radius with water as external medium (n=1.3159)

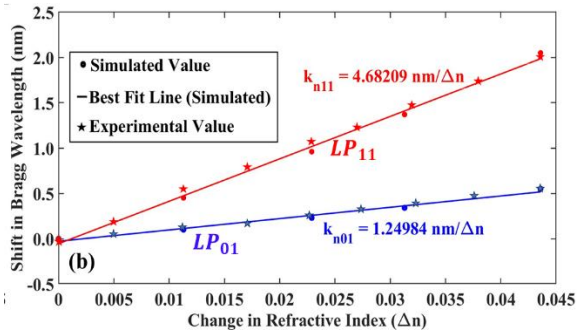


Fig. 3. Shift in Bragg wavelengths for the LP_{01} and the LP_{11} with external refractive index. The temperature is kept at 22℃.

For refractive index sensing, we simulated salt-water concentrations ranging from 1.3159 to 1.3595 at 25°C. By propagating LP_{01} and LP_{11} modes individually, we observed that increasing the external refractive index causes a positive shift in Bragg wavelengths for both modes. As predicted, the LP_{11}mode exhibits a significantly larger shift than the LP_{01} mode. Our simulated sensitivities, 4.68 nm/RIU and 1.25 nm/RIU, for LP_{01} and LP_{11} mode respectively which align well with experimental data (see Fig. 3), demonstrate that the LP_{11}mode is nearly four times more sensitive than the fundamental mode.

In FM-FBG, the temperature-induced Bragg wavelength shifts result primarily from thermal expansion of the grating period and thermo-optic effects within the core and cladding. These dependencies are governed by the thermo-optic coefficient and the thermal expansion coefficient of the Germania-doped silica core. In our analysis, both $LP_{01}$and LP_{11} modes experience nearly identical shifts because the grating period variation is common to both. Since water's refractive index remains stable within the 20°C–30°Crange, we excluded external medium index changes from our model. Our simulated sensitivities were 9.3102×10^{-3} nm/°C for $LP_{01}$and 9.5186×10^{-3} nm/°C for LP_{11}. These values align closely with experimental benchmarks of 9.377×10^{-3} nm/°Cand 9.708×10^{-3} nm/°C.

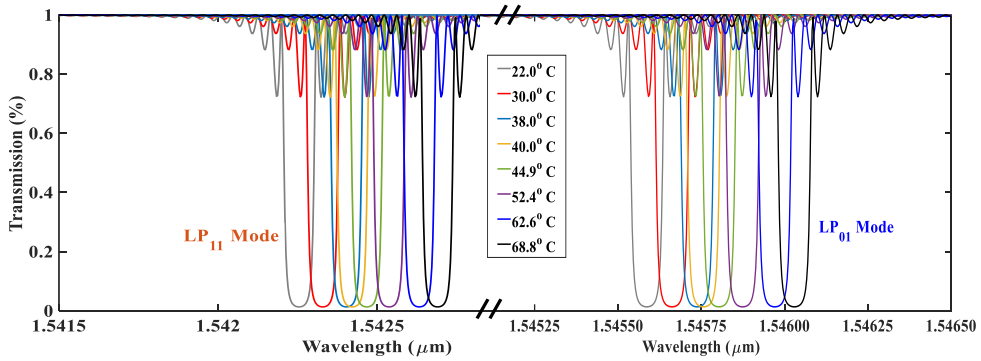


Fig. 4. Transmission (%) of LP_{01} and LP_{11} modes at different temperatures. The refractive index of water is 1.3159.

References

[1] Y. Hangzhou, M. M. Ali et al, *Sens. Actuators A* **228**, 62-68 (2015)
[2] A. Kumar, A. Sharma, *Opt. Commun.* **558**, 130375 (2024)
[3] A. Kumar, A. Sharma, *FiO-LS*, paper JTu5B.60 (2022)
[4] A. Kumar, A. Sharma, *FiO-LS*, paper JM7A.43 (2023)
[5] A. Kumar, A. Sharma, *FiO-LS*, paper JW5A.4 (2024)

Волоконные лазерные конфигурации с захватом частоты для задач радиофотоники

А.А. Фотиади[1], И.С. Паняев[1], П.А. Итрин[1], Д. А.Коробко[1], В.П. Драчев[2], А.В. Иванов[3], М.А. Ладугин[3], П.И. Лазаренко[4], В.В. Ковалюк[5], А.И. Абанин[1,6], Д.А. Горелов[6], Е.П. Кицюк[6], В.В. Светухин[6]

[1] *Ульяновский государственный университет, 432017, г. Ульяновск*

[2] *Сколковский институт науки и технологий, 121205, г. Москва*

[3] *НИИ «Полюс» имени М.Ф. Стельмаха», 117342, г. Москва*

[4] *Национальный исследовательский университет «МИЭТ», 124498, г. Москва*

[5] *Национальный исследовательский технологический университет «МИСиС», 119049, Москва*

[6] *НПК «Технологический центр», 124498, г. Москва*

[*] *E-mail: fotiadi@mail.ru*

DOI:10.31868/RFL2026.29-30

Узкополосные лазерные источники с низким уровнем фазового и амплитудного шума являются ключевыми элементами современных радиофотонных систем [1]. Они востребованы в задачах генерации и обработки радиочастотных сигналов, когерентного детектирования, распределенной волоконно-оптической сенсорики, бриллюэновской спектроскопии и высокоточных измерений. Одним из перспективных подходов к созданию таких источников является использование эффекта самозахвата частоты полупроводникового РОС-лазера внешним оптическим резонатором с высоким Q-фактором. В режиме самозахвата частота генерации лазера привязывается к одной из резонансных мод внешнего резонатора, что приводит к существенному сужению его спектральной линии и снижению частотного шума без применения сложных систем активной стабилизации (рис.1, а).

Ранее нами был продемонстрирован ряд узкополосных источников на основе высокодобротных волоконных кольцевых резонаторов, собранных из стандартных телекоммуникационных компонентов [2]. Предложенная недавно полностью сварная РМ-конфигурация [3] обеспечивает высокую воспроизводимость режима захвата частоты, снижает чувствительность системы к поляризационным флуктуациям и не требует периодической настройки поляризационных элементов. При использовании РМ РОС-лазеров АО «НИИ „Полюс“ им. М. Ф. Стельмаха» такая конфигурация обеспечивает устойчивый одночастотный режим генерации с суб-50-Гц лоренцевой шириной линии, что подтверждает эффективность захвата частоты при сопряжении полупроводникового РОС-лазера с внешним РМ-резонатором.

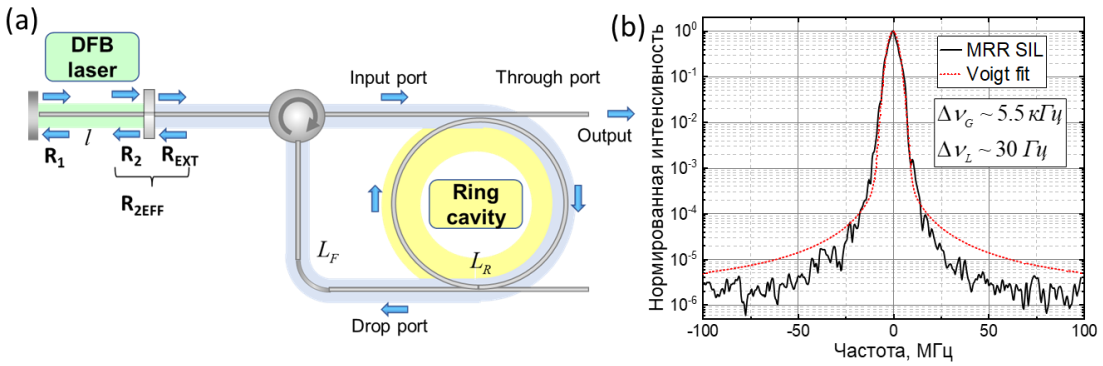


Рис. 1. Схема РОС-лазера с самозахватом частоты внешним резонатором (а). Самогетеродинный спектр лазера с микрорезонатором на нитриде кремния; красная кривая - аппроксимация спектра функцией Войта для определения гауссовой и лоренцевой составляющих линии генерации (b).

Недавним развитием этой концепции стала реализация узкополосного лазера на основе микрорезонатора, изготовленного на платформе нитрида кремния в НПК «Технологический центр». В отличие от ряда других лазерных систем на основе фотонно-интегральных схем [1, 4], в нашей конфигурации связь РОС-лазера с микрорезонатором осуществляется через волоконный интерфейс. Это позволяет использовать при сборке две хорошо отработанные технологические операции - стыковку микрорезонатора с оптическим волокном и его последующую сварку с выходным волокном лазера. В такой конфигурации микрорезонатор выполняет функцию высокодобротного частотного фильтра, а обратная связь в лазер формируется через drop-port. Согласно измерениям самогетеродинного спектра лазера, представленным на рис. 1, b, гауссова и лоренцева ширины линии генерации составляют ~ 4 кГц и ~15 Гц соответственно.

Важным преимуществом лазерных конфигураций с захватом частоты, продемонстрированных нами в отдельных экспериментах, является возможность стабилизации нескольких лазеров на разных модах одного внешнего оптического резонатора. При смешении излучений двух захваченных РОС-лазеров на быстром фотодетекторе формируется радиочастотный сигнал высокой спектральной чистоты. При этом температурные, акустические и механические возмущения, практически одинаково воздействующие на оба оптических канала, в значительной степени компенсируются при гетеродинном детектировании с генерацией спектрально чистого радиосигнала. В такой конфигурации резонатор выполняет как функцию частотного фильтра, так и единого оптического эталона для радиофотонного синтеза.

Другие возможности связаны с объединением механизма захвата частоты и узкополосной бриллюэновской генерации в волоконных резонаторах. В этих конфигурациях узкополосное излучение РОС-лазера, захваченного внешним резонатором, является также накачкой для генерации встречной бриллюэновской компоненты. Такой режим позволяет создавать двухчастотные оптические источники с разностью частот, равной величине бриллюэновского частотного сдвига в волокне резонатора. Затем, эти оптические компоненты могут быть использованы в качестве накачки и сигнальной волны в системах узкополосного бриллюэновского усиления, реализованных на том же волокне, и использоваться для целей когерентного детектирования, высокодобротной спектральной селекции и мгновенного измерения радиочастоты, в т.ч., на основе динамических бриллюэновских решеток.

В заключение, лазерные конфигурации с захватом частоты представляют собой гибкую универсальную платформу для создания малошумящих радиофотонных генераторов и других элементов микроволновой фотоники, сочетающих высокую спектральную чистоту, технологическую масштабируемость и возможность интеграции с коммерческими полупроводниковыми РОС-лазерами. Возможность их естественного сопряжения с волоконными компонентами в таких системах обеспечивают простоту, воспроизводимость и удобство настройки, открывает путь к созданию компактных радиофотонных генераторов, когерентных приемных систем и измерительных устройств нового поколения.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проекты № 23-79-30017, № 23-91-06301).

Литература

[1] C. Porter, S. Zeng, X. Zhao, and L. Zhu, APL Photonics 8, 080902 (2023).
[2] А. А. Фотиади, Д. А. Коробко, И. О. Золотовский, Автометрия 59(1), 74–86 (2023).
[3] I. S. Panyaev, P. A. Itrin, D. A. Korobko, and A. A. Fotiadi, J. Lightwave Technol. 42(8), 2928–2937 (2024).
[4] А. И. Вергулис и др., Наноиндустрия 18(6), 356–365 (2025).

Усиление чирпированных импульсов в конусных волоконных световодах, легированных иттербием

Е.К. Михайлов [1,*], **М.Ю. Коптев**[2], **А.Е. Левченко**[1], **В.В. Вельмискин**[1], **Т.С. Заушицына**[1],
Д.С. Липатов[3], **А.К. Сенаторов**[1], **А.Е. Запрялов**[2], **М.М. Бубнов**[1], **М.Е. Лихачев**[1]

[1] *Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук, Научный центр волоконной оптики им. Е.М. Дианова*
[2] *Институт прикладной физики им. А.В. Гапонова-Грехова РАН*
[3] *Институт химии высокочистых веществ им. Г.Г. Девятых РАН*
[*] *E-mail: egor.mikhailov@fo.gpi.ru*

DOI:10.31868/RFL2026.31-32

Лазерные системы ультракоротких импульсов с высокой пиковой мощностью активно применяются в передовых направлениях промышленности и фундаментальных исследований. Волоконная реализация таких схем обеспечивает их компактность и надежность при сохранении высокого качества выходного излучения. Для достижения предельных значений пиковой мощности в финальном усилительном каскаде необходимо использовать световоды с большой площадью моды (БПМ) для подавления нежелательных нелинейных эффектов, таких как фазовая самомодуляция и вынужденное комбинационное рассеяние. Среди существующих дизайнов БПА световодов, таких как низкоапертуреные световоды [1], фотонно-кристаллические световоды (ФКС) [2], и световоды с каналом утечки (ЗС) [3], активные конусные световоды с плавно изменяющимся поперечным диаметром позволяют получить одни из наилучших результатов по пиковой мощности при сохранении всех преимуществ волоконной конфигурации.

Для получения рекордно высоких значений пиковой мощности применяется метод усиления чирпированных импульсов (УЧИ) [4]. Он заключается в предварительном увеличением длительности импульсов перед их усилением в стретчере. За счет этого интенсивность импульса в активной среде существенно снижается, что позволяет избежать ее пробоя. После усиления чирпированные импульсы сжимаются в компрессоре до предельно короткой длительности. В подавляющем большинстве случаев компрессор состоит из пары дифракционных решеток.

В качестве стретчера также можно использовать пару дихроичных решеток (тип Оффнера). Например, подобный стретчер использовался в работе [5], где основное усиление чирпированных импульсов происходило в ФКС световоде, легированном иттербием. В итоге была получена рекордная пиковая мощность 3.8 ГВт. Однако в схеме использовалось множество элементов объемной оптики, а ФКС световод-стержень должен был находиться в полностью прямом положении, в результате чего установка потеряла такие преимущества волоконной схемы, как компактность, а также свободу от юстировки между элементами.

При реализации волоконной системы для растяжения импульсов наиболее часто используется чирпированные брегговские решетки. Так как свойства таких решеток зависят от растяжения и нагрева, то с их помощью можно не только растягивать импульсы, но и управлять дисперсией высших порядков, что важно для оптимального согласования пары стретчер-компрессор. Используя стретчер на основе брегговских решеток и активные конусные световоды, были реализованы монолитные волоконные схемы с пиковыми мощностями 132 МВ [6] и 207 МВт [7]. Чирпированные импульсы были растянуты до 1 и 1.7 нс, соответственно. Единственным компонентом объемной оптики в данных конфигурациях был

решеточный компрессор. На текущий момент это рекордные значения пиковой мощности, полученные в волоконной схеме на основе кварцевых волоконных световодов, легированных иттербием.

Однако в качестве стретчера также можно использовать и непосредственно кварцевые световоды. Главной сложностью является согласование дисперсии высшего порядка волоконного стретчера и компрессора, так как стандартные световоды имеют положительную дисперсию третьего порядка, которую не может скомпенсировать решеточный стретчер, тоже обладающий положительной дисперсией третьего порядка. Чтобы решить данную проблему нашей группой был изготовлен световод с тройной оболочкой, благодаря которой удалось получить профиль показателя преломления, приводящий к отрицательной дисперсии третьего порядка [8]. Недавно нами были начаты эксперименты по УЧИ в конусных световодах, изготовляемых нашей группой [9], с использованием комбинированного волоконного стретчера. Чтобы управлять знаком дисперсии мы использовали сразу два волокна: вышеупомянутый световод с тройной оболочкой и стандартный одномодовый световод типа SMF. Так как они имели разные знаки дисперсии третьего порядка, то меняя соотношение их длин можно было получить значение, необходимое для оптимальной работы компрессора. На текущий момент получена пиковая мощность более 100 МВт при усилении чирпированных до ~0.8 нс импульсов в линейном режиме (качество сжатия импульса не меняется при изменении пиковой мощности). Особенности сжатия чирпированных импульсов, усиленных в нелинейном режиме (а также предельно достижимая пиковая мощность в этом режиме) будут представлены на конференции.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ 25-19-00673.

Литература

[1] R. Sidharthan, D. Lin et al, Opt. Lett. **45**, 3828-3831 (2020)
[2] J. Limpert, O. Schmidt et al, Opt. Express **14**, 2715-2720 (2006)
[3] X. Ma, C. Zhu et al, Opt. Express **22**, 9206-9219 (2014)
[4] D. Strickland, G. Mourou, Opt. Commun. **55**, 447-449 (1985)
[5] T. Eidam, J. Rothhardt et al, Opt. Express **19**, 255-260 (2011)
[6] X. Cao, Q. Li et al, Opt. Express **31**, 5507-5518 (2023)
[7] T. Wang, B. Ren et al, Front. Optoelectron. **16**, 30 (2023).
[8] K. Bobkov, D. Lipatov et al, IEEE Photonics Technol. Lett. **34**, 977-980 (2022)
[9] E.K. Mikhailov, K.K. Bobkov et al, Photonics **10**, 1385 (2023)

Стендовая сессия 1

Влияние температуры и мощности накачки на поляризацию излучения волоконного гольмиевого лазера с синхронизацией мод на основе ОУНТ

Э.М. Гафуров[1,*], **С.А. Филатова**[1], **В.А. Камынин**[1], **Д.А. Гурьев**[1], **Ю.Г. Гладуш**[2], **Д.В. Красников**[2], **А.Г. Насибулин**[2], **В.Б. Цветков**[1]

[1] *Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук, Россия*
[2] *Сколковский институт науки и технологий, Россия*

[*] *E-mail: eldar.gafurov88@gmail.com*

DOI:10.31868/RFL2026.34-35

Волоконные лазеры, излучающие в спектральной области 2 мкм, в частности источники на основе волокон, легированных ионами гольмия, представляют значительный интерес благодаря эффективному поглощению их излучения водой и одновременно высокому пропусканию сквозь атмосферу в окне прозрачности [1]. Излучение на длине волны 2 мкм в виде ультракоротких импульсов с высокой частотой повторения востребовано для прецизионной обработки полимеров и абляции биологических тканей [2, 3]. Одним из требований для перечисленных выше приложений выступает поддержание стабильного состояния поляризации генерируемых ультракоротких импульсов. На практике лазерная система одновременно подвергается воздействию флуктуаций мощности накачки и изменениям температуры активного волокна. Разделение вкладов этих двух факторов принципиально важно для понимания физических механизмов поляризационной нестабильности. Целью работы стало экспериментальное определение относительного вклада каждого фактора.

В работе использовался полностью волоконный гольмиевый лазер с пассивной синхронизацией мод, имеющий кольцевую схему резонатора. Активной средой служило кварцевое волокно, легированное ионами Ho^{3+}; полная длина резонатора составляла 5,7 м, что соответствовало фундаментальной частоте следования импульсов 36,3 МГц. Для реализации режима синхронизации мод использовался насыщающийся поглотитель на основе бесполимерной пленки одностенных углеродных нанотрубок (ОУНТ). Накачка осуществлялась непрерывным иттербиевым волоконным лазером на длине волны 1130 нм. Для контролируемого нагрева гольмиевого волокна оно размещалось на алюминиевой плите с закреплённой снизу фехралевой проволокой. Температура плиты регистрировалась двумя термопарами, а распределение температуры вдоль волокна — тепловизором. Поляризационные характеристики определялись с помощью призмы Глана в поворотной оправе и волоконного поляризационного делителя, позволявших измерять степень поляризации и угол поворота плоскости поляризации.

Лазер стабильно работал в режиме пассивной синхронизации мод в диапазоне мощностей накачки от 1,13 до 1,23 Вт, генерируя импульсы длительностью от 1,48 до 1,20 пс. На первом этапе исследовалось влияние мощности накачки на поляризационные характеристики излучения при постоянной температуре плиты. С ростом мощности накачки выходная энергия импульсов увеличивалась с 320 до 554 пДж, а пиковая мощность возрастала с 223 до 461 Вт. При этом степень поляризации (V) монотонно снижалась с 0,75 (Рис. 1 (а)) вблизи порога генерации до 0,52 (Рис. 1 (б)) при максимальной мощности накачки. Доля некомпенсируемой деполяризованной компоненты выросла с 6% до 26%, тогда как угол поворота плоскости поляризации оставался неизменным. Физический механизм эффекта

связывается с нелинейным вращением поляризации, чувствительность которого возрастает пропорционально пиковой мощности солитона.

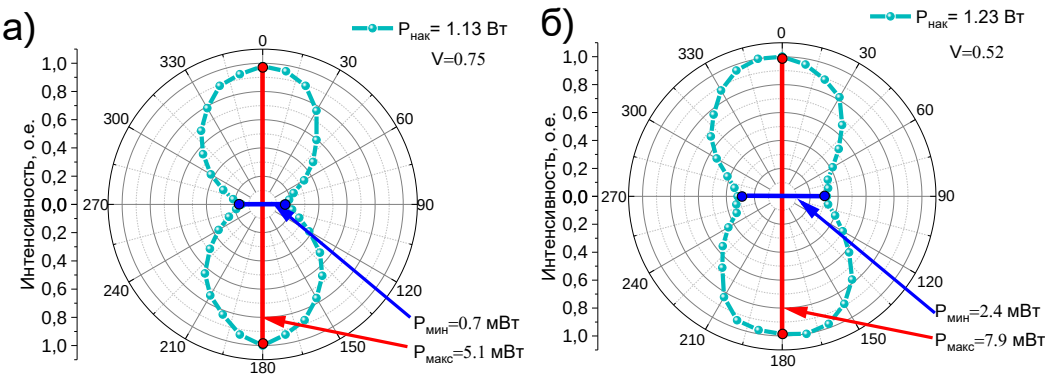


Рис. 1. Поляризационные диаграммы: а) режим вблизи порога генерации, б) режим с максимальной мощностью.

На втором этапе эксперимента мощность накачки фиксировалась на уровне 1,16 Вт, а активное гольмиевое волокно подвергалось нагреву в диапазоне от 23,8 до 55,4 °C. Степень поляризации оставалась стабильной в узком интервале 0,67–0,70, в то время как угол наклона плоскости поляризации демонстрировал выраженный линейный рост (Рис. 2). Наблюдаемый поворот плоскости поляризации объясняется термоиндуцированным двулучепреломлением активного волокна.

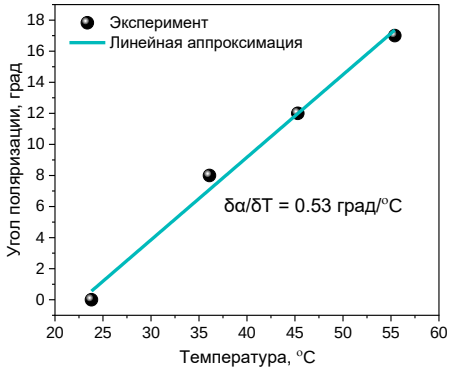


Рис. 2. Зависимость угла поворота плоскости поляризации излучения от средней температуры активного волокна.

Совокупность полученных данных позволяет сделать однозначный вывод о разделении физических механизмов, управляющих поляризационным состоянием выходного излучения в гольмиевом волоконном лазере с синхронизацией мод на основе ОУНТ. Мощность накачки влияет преимущественно на степень поляризации через нелинейное вращение поляризации, тогда как температура активного волокна определяет ориентацию плоскости поляризации через термооптическое двулучепреломление.

Исследование выполнено за счет гранта РНФ № 24-72-10120.

Литература

[1] Y. Zhang et al, Laser & Photonics Reviews, **18**, 2300786 (2024)
[2] B. Voisiat et al, *SPIE*, **9350**, 120-127 (2015)
[3] M.S. Kopyeva et al, Applied Sciences, **12**, 3825 (2022)

Полностью волоконный фемтосекундный лазер с длиной волны 1600 нм и настраиваемой частотой следования импульсов в диапазоне нескольких ГГц

Г.В. Тертышникова[1,*], **Д.А. Коробко**[1], **В.А. Рибенек**[1], **П.А. Итрин**[1], **М.Ю. Салганский**[2], **А.А. Сысолятин**[3], **А.А. Фотиади**[1,4]

[1] *Ульяновский государственный университет*
[2] *Институт химии высокочистых веществ имени Г.Г. Девятых РАН*
[3] *Институт общей физики имени А.М. Прохорова РАН*
[4] *ФТИ им А.Ф. Иоффе РАН*

[*] *E-mail:tertyshnikovag@mail.ru*

DOI:10.31868/RFL2026.36-37

Полностью волоконные лазеры представляют особый интерес для практических приложений благодаря компактности, стабильной работе без юстировки и высокому качеству выходного пучка. Сочетание ультракороткой длительности импульсов с высокой (ГГц и выше) частотой их следования критически важно для таких областей, как высокоскоростная оптическая связь, прецизионная микрообработка материалов, лазерная хирургия и тп. В данной работе представлен полностью волоконный источник импульсов, успешно совмещающий высокочастотную генерацию импульсов телекоммуникационного диапазона с возможностью их предельной компрессии. Предложенная система построена по классической блочной схеме и включает в себя задающий мастер-осциллятор, волоконный усилитель, а также финальный компрессор на основе волокна с убывающей по длине аномальной дисперсией (DDF – dispersion-decreasing fiber), Рис. 1.

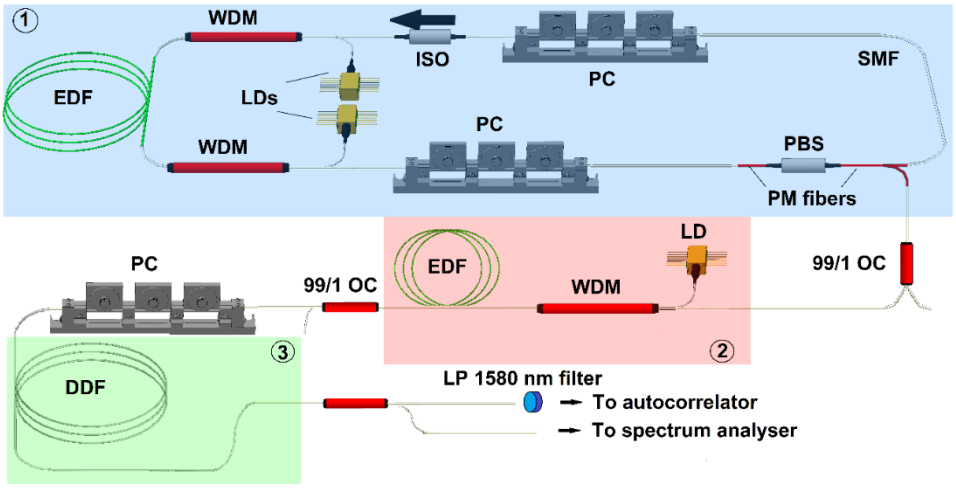


Рис. 1. Схема экспериментальной установки, разделенной на три функциональных блока: (1) задающий генератор, (2) волоконный усилитель (EDFA) и (3) импульсный компрессор на основе DDF.

Базисным элементом лазера служит задающий генератор с пассивной гармонической синхронизацией мод (ГСМ) на основе нелинейного вращения поляризации. Главным преимуществом используемого подхода является возможность масштабирования частоты следования импульсов в широком диапазоне от фундаментальной частоты (~13.8 МГц) до 6.5 ГГц без усложнения оптической схемы [1, 2]. Несмотря на принципиальную достижимость максимальной частоты следования в 20 ГГц, именно в этом режиме (с максимальной частотой 6.5 ГГц) лазер

демонстрирует наилучшую стабильность ГСМ, с практически неизменными во всем диапазоне частот повторения параметрами отдельного импульса (энергией, шириной оптического спектра, длительностью).

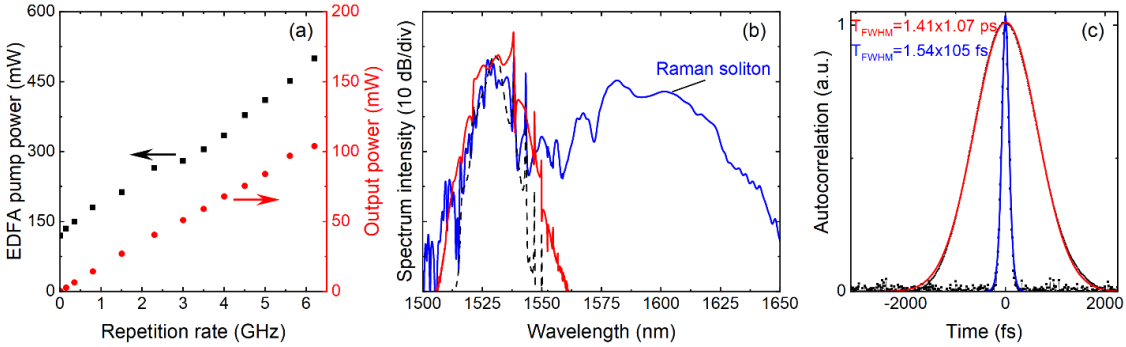


Рис. 2. (a) Мощностные характеристики усилителя, соответствующие оптимальному усилению для последующего сжатия импульсов в DDF, где значения мощности накачки (черный) и выходной мощности усилителя (красный) отображены в зависимости от частоты следования импульсов. (b) Выходной оптический спектр усилителя (красный) и оптический спектр на выходе DDF (синий), соответствующий минимальной длительности выходного импульса. Пунктирная линия показывает оптический спектр задающего генератора. (c) Автокорреляции импульса на выходе усилителя (красная – Гауссова аппроксимация) и импульса на выходе DDF (синяя линия - $sech^2$ аппроксимация), соответствующие минимальной длительности выходного импульса системы.

Корректный выбор уровня усиления в промежуточном усилителе (Рис. 2 (a)) обеспечивает оптимальные условия адиабатической компрессии усиленного 1 пс чирпованного Гауссова импульса в 40 м DDF с диаметром наружной оболочки, уменьшающимся от 116 до 103 мкм. В результате, на выходе DDF во всем диапазоне частот следования фиксируется ультракороткий Рамановский солитон с длительностью ~ 105 фс и несущей длиной волны ~ 1600 нм (Рис. 2 (b, c)). Учитывая то, что автокорреляционные измерения на выходе были ограничены дисперсионным расплыванием импульса в волоконном 40 см пигтейле автокоррелятора, можно показать, что реальная длительность выходного солитона непосредственно на торце DDF не превышает 70 фс.

Экспериментальные результаты в полной мере подтверждаются численным моделированием на основе обобщенного уравнения Шрёдингера. Теоретическая модель позволяет детально описать динамику импульса в DDF, демонстрируя многостадийный характер его эволюции: начальную компенсацию чирпа, последующий распад исходного импульса и формирование рамановского солитона со спектральным сдвигом в область 1600 нм. Созданная полностью волоконная конфигурация не требует внешних радиочастотных драйверов или сложных активных модуляторов, что обеспечивает компактность и стабильность ее конструкции. Сочетание ГГц частоты следования, суб-100-фемтосекундной длительности и рабочего диапазона в диапазоне ~1600 нм делает разработанный источник перспективным для широкого круга приложений.

Работа поддержана Российским научным фондом (№23-79-30017, №25-19-00821).

Литература

[1] V.A. Ribenek, D.A. Korobko, et al, *Opt. Lett.* **51**, 1594–1597 (2026)
[2] D.A. Korobko, V.A. Ribenek, et al, *J. Lightw. Technol.* **43**, 10667–10676 (2025)

Распространение оптических импульсов в световодах с осциллирующей дисперсией групповых скоростей

А. С. Абрамов, В.А. Лапин*, П.П. Миронов

Ульяновский государственный университет Научно-технологический институт им. С.П. Капицы, Ульяновск

**E-mail: lva2013@yandex.ru*

DOI:10.31868/RFL2026.38-39

Поиск новых способов получения оптических ультракоротких импульсов и их последовательностей, а также способов управления их параметрами является одной из ключевых задач современной физики лазеров и нелинейной фотоники. Эти импульсы обладают уникальными характеристиками: высокой пиковой мощностью, широкой полосой частот и крайне малым временем длительности. Благодаря этим свойствам такие импульсы находят все более широкое применение во множестве областей науки и техники [1]. Высокая концентрация энергии, широкополосный оптический спектр и чрезвычайно короткое время светового излучения, присущие таким импульсам [2] делают их очень интересными для многих приложений, таких как обработка и модификация материалов, лазерная микро- и наноструктурирование материалов, ядерные и ускорительные технологии и др. [1, 3, 4].

Все расчеты, приводимые в работе, основаны на распространенной и хорошо исследованной модели временной огибающей волнового пакета, описываемой уравнением вида НУШ [2, 5]:

$$\frac{\partial A}{\partial z} - i\frac{d_2(z)}{2}\frac{\partial^2 A}{\partial \tau^2} + \frac{d_3(z)}{6}\frac{\partial^3 A}{\partial \tau^3} + iR|A|^2 A = 0 \qquad (1)$$

В дальнейшем, для улучшения энергетических характеристик выходящего из задающего генератора излучения, оно может дополнительно вводиться в волоконный каскад, состоящий из последовательно соединенных активных и пассивных световодов [5]. В качестве одного из элементов волоконного каскада также может рассматриваться световод с осциллирующей дисперсией групповых скоростей (ДГС). В настоящей работе рассмотрена динамика одиночного импульса солитонного типа $A(0,\tau)=\sqrt{P_0}\,\mathrm{sech}(\tau/\tau_0)$ в световодах с периодической заивисимостью дисперсии групповых скоростей, где начальная длительность вводимого в световод импульса τ_0=1.16·10^{-12} с, и его мощность P_0=15.5 Вт.

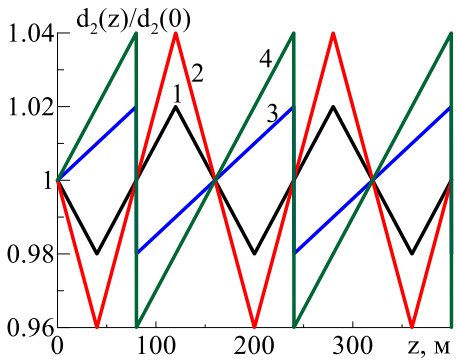


Рис. 1. Нормированные профили дисперсии групповых скоростей.

На рис. 1 приведены рассматриваемые профили ДГС [6]:

$$d_{2,3}(z) = d_{2,3}(0)\left(1 + m\begin{Bmatrix} 4/L_n\left|\lfloor (z+\varphi - L_n/4)/L_n \rfloor - L_n/2\right| - d_{2,3}(0) \\ 2\left((z+\varphi)/L_n - \lfloor 1/2(+z+\varphi)/L_n \rfloor\right) \end{Bmatrix}\right) \quad (2)$$

Для расчетов, результаты которых приведены на рис. 2 выбирались следующие значения параметров световода: ДГС второго $d_{20} = -1.276\cdot10^{-26}$ с^2/м и $d_{30} = -7.61\cdot10^{-41}$ с^3/м третьего порядков, их глубины модуляции $d_{2m} = 0.02\cdot m$ и $d_{3m} = 0.95\cdot m$, период дисперсии был выбран $L_n = 160$ м, начальная фаза $\varphi = \pi$, параметр нелинейности $R = 8.2\cdot10^{-3}$ (Вт·м)$^{-1}$, $m = (1;2)$ – рис. (a,c;b,d) – безразмерный параметр, отвечающей амплитуде модуляции дисперсии.

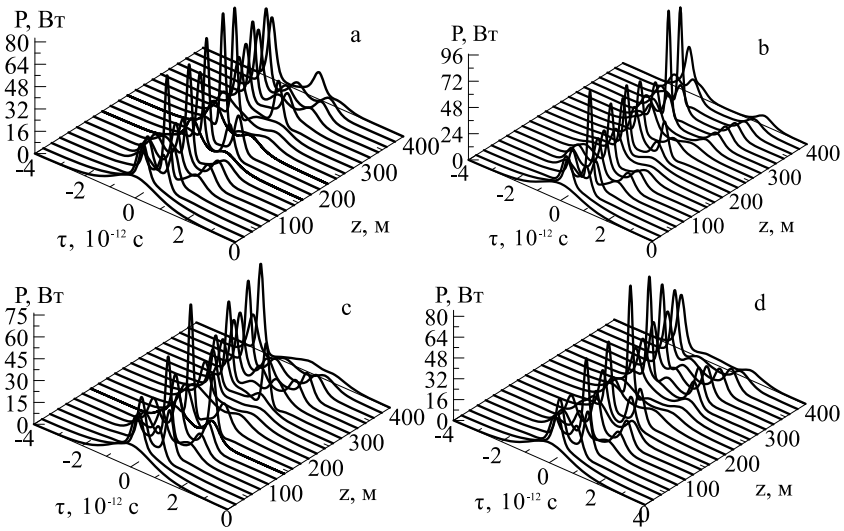


Рис. 2. Временные профили солитонно подобных импульсов в световодах с меняющейся по длине дисперсией.

Видно, что временная компрессия до субпикосекундных длительностей при всех выбранных профилях ДГС периодически чередуется с процессом разделения импульса на начальном сегменте рассматриваемого световода, затем входной импульс разделяется на два, при этом второй импульс обладает значиетльно меньшей пиковой мощностью и более «расплывчатым» для случаев пилообразной зависимости дисперсии (**c** и **d**) профилем. При этом наибольшее повышение пиковой мощности импульса при выбранных параметрах наблюдается для треугольного профиля дисперсии. Таким образом, рассмотрена возможность использования световодов с осциллирующим профилем ДГС в качестве элементов волоконных каскадов, использующихся для увеличения пиковой мощности генерируемых импульсов и повышения степени их компрессии. Кроме того, можно заметить, как сжатие импульса сменяется его уширением, с последующим распадом на два отдельных импульса, что может использоваться в системах управления лазерным излучения для управления частотой следования импульсов.

Работа выполнена при поддержке РНФ в рамках научного проекта № 23-79-30017.

Литература

1. D.T. Reid, C.M. Heyl et al, *J. Opt.* **18**, 093006 (2016)
2. G.P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics* (Elsevier, 2013)
3. H. Kalaycioglu, P. Elahi et al, *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **24**, 1 (2018)
4. L. Veisz, K. Schmid et al, *Comptes Rendus Phys.* **10**, 140 (2009)
5. I.O. Zolotovskii, V.A. Lapin et al, *Opt. Commun.* **426,** 333 (2018)
6. R.B. Djob, A. Kenfack-Jiotsa, *Indian J. Phys.* **98**, 319 (2024)

Анализ режимов генерации импульсного волоконного лазера на основе полупроводникового оптического усилителя с использованием алгоритмов машинного обучения

Д.А. Художиткова[1,*], **А.В. Иваненко**[1,2], **С.В. Смирнов**[1], **А.А. Рыбак**[1,2], **Н. Идырысов**[1], **А.Е. Беднякова**[1]

[1] *Новосибирский государственный университет*
[2] *Институт автоматики и электрометрии СО РАН*
[*] *E-mail: khudozhitkova.da@gmail.com*

DOI:10.31868/RFL2026.40-41

Компактные и эффективные источники оптических импульсов с высокой частотой повторения востребованы в широком круге фотонных приложений, включая системы передачи данных, генерацию частотных гребёнок и спектроскопию. Традиционно импульсный режим работы лазеров реализуется за счёт активной модуляции либо пассивной синхронизации мод с использованием насыщающихся поглотителей. Указанные подходы, однако, зачастую сопряжены с конструктивной сложностью, ограниченной спектральной селективностью, внутрирезонаторными потерями и ограничениями по выходной энергии [1–4].

Альтернативный путь к формированию импульсной последовательности открывается благодаря использованию нестабильностей, обусловленных нелинейной динамикой активной среды. В недавних работах продемонстрировано, что контролируемая нестабильность усиления в лазерах на основе полупроводниковых оптических усилителей (ПОУ) позволяет генерировать стабильные импульсные последовательности с высокой частотой повторения без привлечения активной модуляции или насыщающегося поглотителя [5]. Данный механизм базируется на самоподдерживающейся кросс-модуляции усиления (КМУ) в волоконном лазерном резонаторе, содержащем петли положительной и отрицательной оптической обратной связи (ПОС и ООС соответственно). Петля ПОС определяет спектр продольных мод резонатора и обеспечивает однонаправленную генерацию, тогда как ООС реинжектирует часть излучения обратно в ПОУ в направлении, противоположном исходному распространению волны, инициируя тем самым нестабильность, связанную с КМУ. После возникновения эта нестабильность приводит к осцилляциям усиления, синхронизованным с продольными модами резонатора, что в итоге обеспечивает устойчивую генерацию импульсов с частотой повторения в гигагерцевом диапазоне [6].

Схема экспериментальной установки приведена на рис. 1(а). Исследуемая система является многопараметрической — варьируются ток накачки, оптическая задержка и длина волны фильтра, — поэтому в ходе экспериментов накапливается большой объём данных (осциллограммы и радиочастотные спектры). Традиционный анализ таких данных затруднён из-за сложных взаимосвязей между параметрами. Для обработки подобных массивов данных в настоящее время всё чаще привлекаются алгоритмы машинного обучения.

В данной работе предлагается кластеризация режимов генерации указанного лазера с использованием стандартных методов обучения без учителя. На первом этапе выполняется понижение размерности исходных данных посредством алгоритма PCA (Principal Component Analysis, метод главных компонент). На втором

этапе осуществляется кластеризация данных в пространстве пониженной размерности методом K-means.

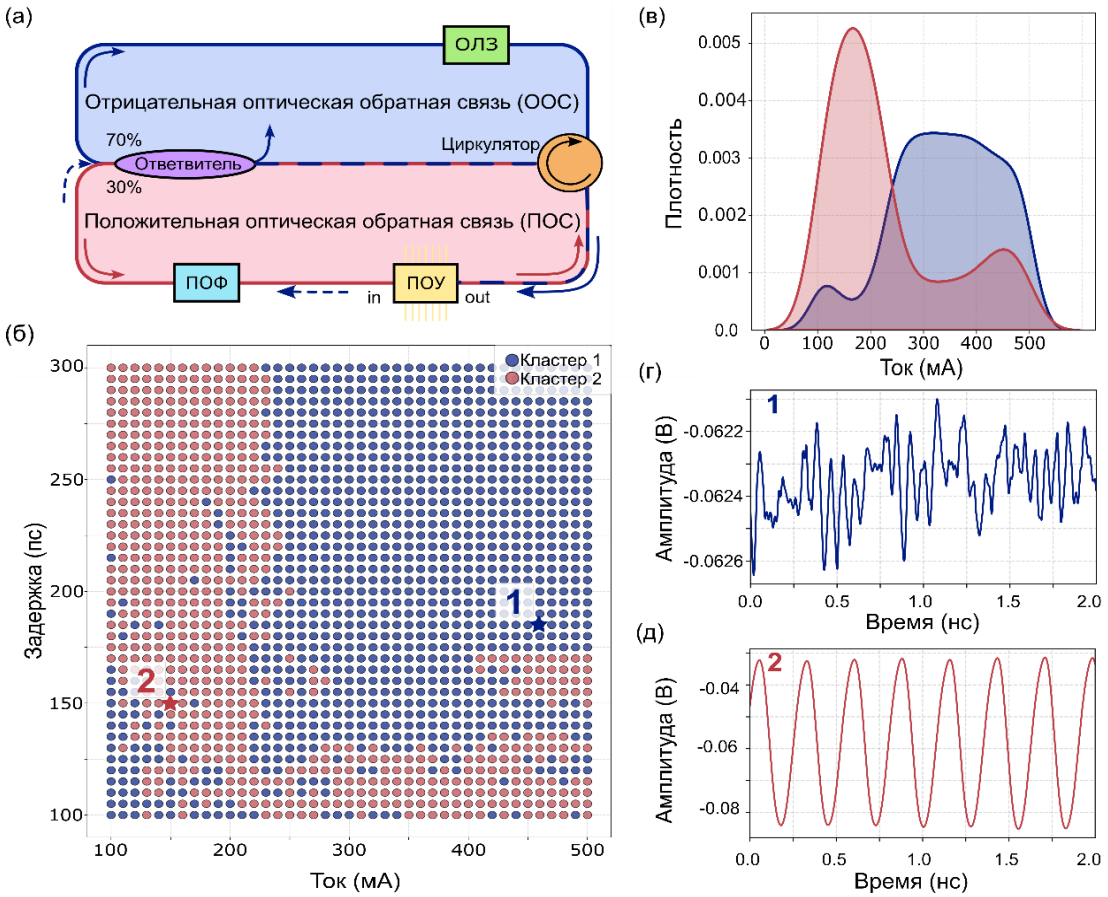


Рис. 1. (а) Схема экспериментальной установки: ОЛЗ — оптическая линия задержки, ПОУ — полупроводниковый оптический усилитель, ПОФ — перестраиваемый оптический фильтр; (б) классификация осциллограмм в зависимости от тока накачки и задержки; (в) ядерная оценка плотности распределения; (г)-(д) примеры осциллограмм из каждого кластера в точках 1 и 2, выделенных звездочками на рисунке (б).

Как показано на Рис. 1(б)-(д), алгоритм уверенно выделяет импульсные режимы генерации. На Рис. 1(б) представлены два кластера, на Рис. 1(г)-(д) — характерные осциллограммы для каждого из них. Рис. 1(в) демонстрирует ядерную оценку плотности распределения, отражающую зависимость принадлежности к кластеру от тока накачки.

Предложенный подход позволяет без использования размеченных данных выделять области параметрического пространства, соответствующие импульсной генерации, а также выявить скрытые закономерности в поведении лазерной системы.

Исследование выполнено за счёт гранта Российского Научного Фонда № 24-12-00314, https://rscf.ru/project/24-12-00314/.

Литература

[1] S. Y. Set, H. Yaguchi et al, *J. Light. Technol*. **22**, 51-56 (2004)
[2] Z. Sun, T. Hasan et al, *ACS Nano* **8**, 803-810 (2010)
[3] H. Zhang, S. Lu et al, *Opt. Express* **22**, 7249-7260 (2014)
[4] K. Wu, X. Zhang et al *Opt. Express* **23**, 11453-11461 (2015)
[5] S. V. Smirnov, B. N. Nyushkov et al *Opt. Lett*. **48**, 6084-6087 (2023)
[6] A.V. Ivanenko, S.V. Smirnov et al, *Opt. Express* **33**, 48815-48823 (2025)

Гармоническая синхронизация мод с модуляцией добротности в самосканирующем волоконном лазере

А.А. Кривоносов[1,2,*], **Н.Р. Поддубровский**[1], **Е.В. Подивилов**[1], **И.А. Лобач**[1], **С.И. Каблуков**[1]

[1] *Институт автоматики и электрометрии СО РАН*
[2] *Новосибирский государственный университет*
[*] *E-mail: krivonosovaa@iae.nsk.su*

DOI:10.31868/RFL2026.42-43

Эффект самосканирования представляет собой периодическую перестройку длины волны генерации лазера, индуцируемую лазерным излучением. В самосканирующих лазерах (СЛ) обычно генерируется одна продольная мода, формирующая стоячую волну в активной среде. Это приводит к записи динамической решетки населенности (ДРН) [1], которая, в свою очередь, подавляет текущую моду и инициирует перескок частоты. На ранних этапах исследований СЛ динамика интенсивности представляла собой импульсы длительностью в несколько микросекунд, разделенные паузами порядка десятков микросекунд. При этом каждый импульс является одночастотным излучением, а от импульса к импульсу длина волны изменяется с шагом, равным межмодовому интервалу или кратным ему (5–30 МГц). Позднее были показаны СЛ, у которых длительность импульсов с генерацией одной продольной моды достигает нескольких миллисекунд [2]. Недавно был продемонстрирован СЛ с синхронизацией мод (СЛСМ), генерирующий импульсы наносекундной длительности [3]. На большом временном масштабе наблюдались микросекундные импульсы, каждый из которых представлял собой цуг более коротких (~3 нс) импульсов, возникающих вследствие пассивной синхронизации около 50 продольных мод. В таком СЛ запись ДРН осуществляется целым модовым пакетом вместо одной моды. Это приводит к подавлению пакета мод в генерации и направленному смещению его центральной длины волны. Несмотря на ценность СЛСМ для получения перестраиваемого короткоимпульсного излучения, подобные режимы на данный момент изучены слабо. Цель настоящей работы — изучение возможности изменения динамики интенсивности СЛСМ.

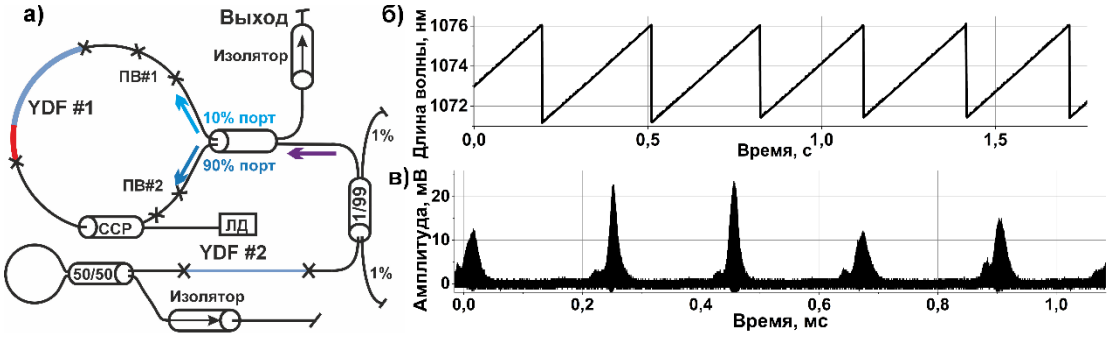


Рис. 1. а – схема СЛСМ; б, в – динамики длины волны и интенсивности соответственно.

На Рис. 1 (а) представлена схема исследуемого СЛСМ, которая соответствует резонатору в форме девятки и выполнена на основе волокна с сохранением поляризации. Накачка высоколегированного иттербиевого активного волокна с (YDF#1) осуществлялась в сердцевину с помощью спектрально селективного разветвителя и одномодового диода накачки. Разветвитель 90/10 соединял линейную

и кольцевую части лазера. Линейная часть состояла из зондирующего разветвителя, поглощающего волокна (YDF#2) и кольцевого зеркала. Ввиду высокого легирования усиливающего волокна YDF#1, длина прокачанной части была мала (~30 см). Это приводило к формированию рекордно короткой ДРН усиления, которая могла селектировать не одну продольную моду, а группы из ~50 мод. Лазер работал в режиме самосканирования (Рис. 1 (б)) с диапазоном перестройки около 5 нм. На больших масштабах времени динамика интенсивности (Рис. 1(в)) аналогична динамике импульсных лазеров с модуляцией добротности.

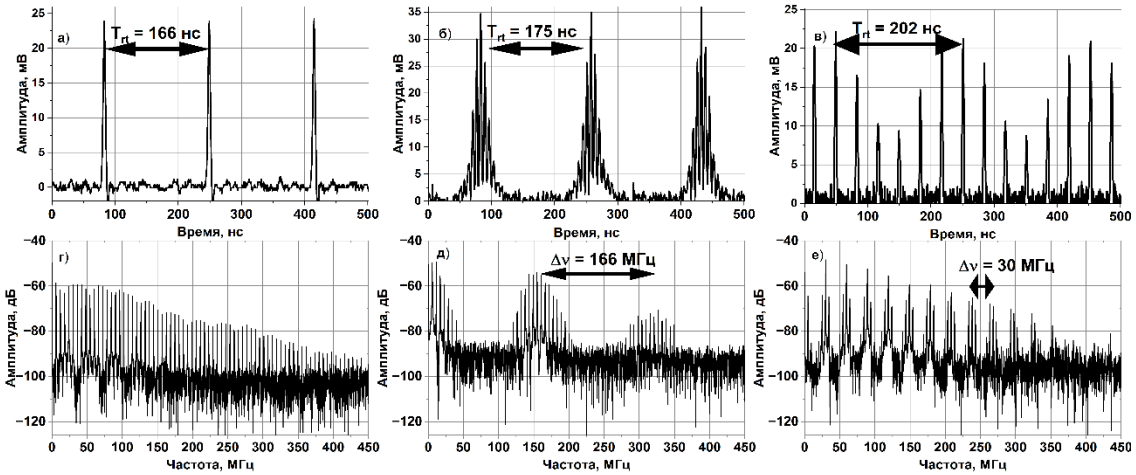


Рис. 2. Вид импульсов в генерации при различных ΔL во временном (а-в) и РЧ-спектральном представлении (г-е).

Было установлено, что положение YDF#1 внутри кольца значительно влияет на работу СЛСМ [4]: варьирование длин пассивных волокон (ПВ#1, ПВ#2) меняет наполнение микросекундных импульсов. Ключевой являлась разность ΔL длин ПВ#1 и ПВ#2, определяющая положение центра ДРН относительно центра кольца. При увеличении ΔL последовательно наблюдались три характерных режима работы лазера: 1) генерация одиночных импульсов на фундаментальной частоте, РЧ-спектр с плавной огибающей (Рис. 2 а, г); 2) генерация цугов импульсов на фундаментальной частоте, РЧ-спектр с модуляцией (Рис. 2 б, д); 3) гармоническая синхронизация мод с модуляцией в РЧ-спектре, сравнимой с межмодовым интервалом лазера (Рис. 2 в, е). Установлено, что работа лазера определяется сложным спектральным селектором: формирование ДРН в кольцевой части лазера приводит к образованию интерферометра Саньяка. Впервые в самосканирующем лазере показан переход от синхронизации мод на фундаментальной частоте к синхронизации мод на кратной частоте. Более подробно механизм гармонической синхронизации мод будет представлен в докладе. Полученные результаты могут быть полезны при разработке источников излучения с перестраиваемой длительностью импульсов и пассивной перестройкой длины волны.

Работа выполнена в рамках Гранта РНФ N◦ 25-12-00186. В работе использовалось оборудование ЦКП «Спектроскопия высокого разрешения газов и конденсированных сред» Института автоматики и электрометрии СО РАН.

Литература

[1] I.A. Lobach, S.I. Kablukov et al, *Laser Phys. Lett.* **11**, 045103 (2014)
[2] E.K. Kashirina, I.A. Lobach et al, *Opt. Lett.* **45**, 6659-6662 (2020)
[3] A.A. Krivonosov, N.R. Poddubrovskii et al, *Opt. Lett.* **50**, 1021-1024 (2025)
[4] A.A. Krivonosov, N.R. Poddubrovskii et al, *Optics & Laser Technology* **192**, 114025 (2025)

Пространственная динамика при распространении фемтосекундных импульсов в семисердцевинном волокне со слабой связью

Н.В. Бочкарев[1,2,*], М.Д. Гервазиев[1,2], Д.С. Харенко[1,2], А.Ю. Колесникова[1,2], Е.В. Подивилов[1,2], С.А. Бабин[1,2]

[1] *Институт автоматики и электрометрии СО РАН, Новосибирск, Россия*
[2] *Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия*
[*] *E-mail: n.bochkarev@g.nsu.ru*

DOI:10.31868/RFL2026.44-45

Многосердцевинные оптические волокна представляют интерес с точки зрения фундаментальной физики как нелинейная дискретная физическая система. Недавние работы демонстрируют ряд интересных эффектов, таких как когерентное объединение излучения от разных источников [1], спектральный коллапс [2] и эффект самофокусировки излучения [3], не имеющих аналогов в стандартных одномодовых волокнах. Помимо этого, открыт примечательный эффект нелинейного равнораспределения мощности на выходе семисердцевинного волокна со слабой межсердцевинной связью и нормальной дисперсией групповых скоростей при распространении субнаносекундых импульсов [4]. В данной работе исследуется пространственная динамика при распространении фемтосекундных импульсов в семисердцевинном волокне со слабой связью.

Излучение от иттербиевого твердотельного фемтосекундного лазера АВЕСТА ТЕМА-100 (центральная длина волны 1053 нм, длительность импульса ~ 150 фс, частота повторения 80 МГц) заводилось в центральную сердцевину семисердцевинного волокна. Пространственное распределение мощности на выходе волокна было получено с помощью КМОП-камеры Gentec Beamage-4M. Для уменьшения влияния случайных статических разниц показателей преломления сердцевин на пространственную динамику волокно было свернуто в кольцо диаметром 6 см. На Рис. 1 представлены график зависимости относительной выходной мощности от входной пиковой мощности для длины волокна 20 м (a), а также график разности максимальной и минимальной относительных выходных мощностей в зависимости от входной пиковой мощности (b).

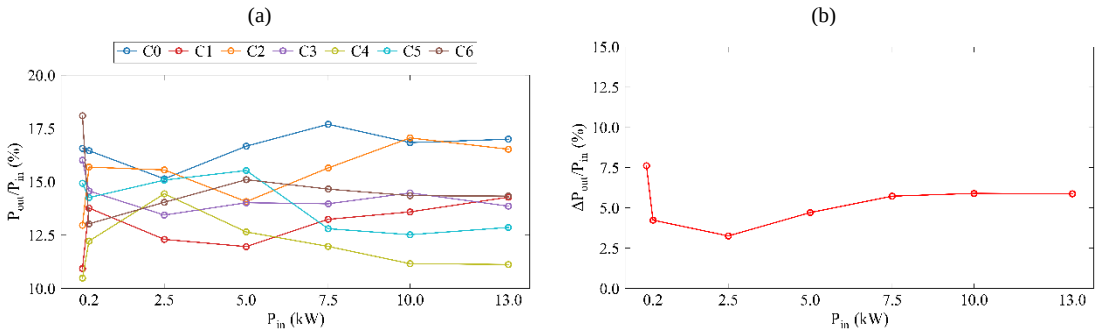


Рис. 1. а) График зависимости относительной выходной мощности в зависимости от входной пиковой мощности при распространении света в волокне длиной 20 м, свёрнутом в кольцо диаметром 6 см, б) график разности максимального и минимального значения относительной выходной мощности в зависимости от входной пиковой мощности.

Первая точка по мощности на графиках соответствует случаю, когда лазер был включен в непрерывном режиме, средняя мощность P_{av} = 40 мВт. По полученным экспериментальным данным наблюдаем эффект равнораспределения

выходной мощности, с относительным разбросом выходных мощностей ~ 5%. Также было снято дальнее поле в зависимости от входной мощности, результаты представлены на Рис. 2. При повышении входной мощности дальнее поле меняется от случайной спекл-структуры (непрерывный режим, P_{av} = 40 мВт) до колоколообразного пучка. Помимо этого, было установлено, что форма пучка устойчива к механическому воздействию на волокно, такому как надавливание, скручивание и изгиб.

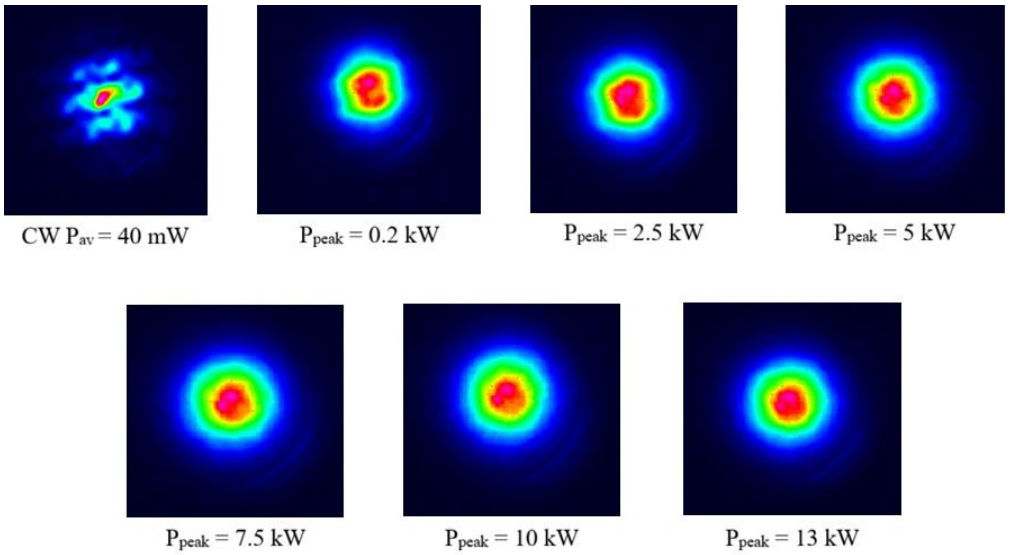


Рис. 2. Изображения с камеры дальнего поля на выходе семисердцевинного волокна при различных входных пиковых мощностях.

Таким образом, впервые, насколько нам известно, был получен эффект равнораспределения мощности при распространении фемтосекундных импульсов в семисердцевинном волокне со слабой межсердцевинной связью и нормальной дисперсией групповых скоростей в однопроходной схеме. Полученный эффект представляет интерес в контексте создания высокомощных волоконных лазеров с использованием активного семисердцевинного волокна со слабой связью.

Работа выполнена при поддержке РНФ (проект № 21-72-30024-П).

Литература

[1] A. Klenke, M. Muller et al, *IEEE J. Sel. Top. Quant. Electron*. **24**, 1-9 (2018)
[2] A.Yu. Kolesnikova, A.G. Kuznetsov et al, *High Power Laser Sci. and Eng*., early posting
[3] A.V. Andrianov, N.A. Kalinin et al, *Opt. Lett.* **44**, 303-306 (2019)
[4] A.Y. Kolesnikova, M.D. Gervaziev et al, *Opto-Electronic Advances, in press*.

Перестройка длины волны генерации иттербиевого волоконного лазера под действием вибрации

А.Ю. Ткаченко*, И.А. Лобач, С.И. Каблуков

Институт автоматики и электрометрии СО РАН

** E-mail: tkachenko@iae.nsk.su*

DOI:10.31868/RFL2026.46-47

Самосканирующие волоконные лазеры (ССВЛ) представляют интерес для практических применений в качестве простых перестраиваемых источников. Самопроизвольная перестройка длины волны лазера во времени происходит за счет внутренних процессов, связанных с формированием динамических решеток населенностей [1]. Уже продемонстрирован ряд приложений, в которых ССВЛ используются в качестве простого перестраиваемого источника [2]. Однако, в процессе измерения возникает сложность при обработке сигнала в практических применениях, поскольку необходимо проводить поиск вершин импульсов, которые расположены не эквидистантно во времени. Также есть работы в которых сообщается о эрбиевом ССВЛ с перестройкой частоты, которая происходит под действием внешних вибрацией, приводящих к осцилляциям длины резонатора [3]. Это позволяет наблюдать перестройку оптической частоты, в которой моменты перестройки частоты могут быть привязаны к определенной фазе внешних вибраций, что позволит существенно упросить процесс обработки данных. Поэтому данная методика была продемонстрирована для иттербиевого SSFL в настоящей работе.

На Рис. 1 показана схема лазера с сигма-резонатором. Кольцевая часть образована объединителем накачки (ОН), усиливающим волокном (длиной 2.4 м), разветвителем 30/70, используемого для формирования основного выхода лазера, и циркулятором, обеспечивающим однонаправленную генерацию. В линейной части расположено зеркало на основе разветвителя 50/50 и поглощающее волокно (длиной 7 м). Для обеспечения колебаний длины резонатора в линейной части был размещен волоконный модулятор длины (синий прямоугольник на рис. 1), состоящий из отрезка пассивного волокна длиной 2 метра, закрепленного на пьезокерамике (ПЗК) и внешнего генератора произвольных сигналов, который позволяет управлять амплитудой колебаний и их частотой. Следует отметить, что без модуляции длины лазер работает в режиме генерации одной продольной моды, выходная мощность составляет 30 мВт.

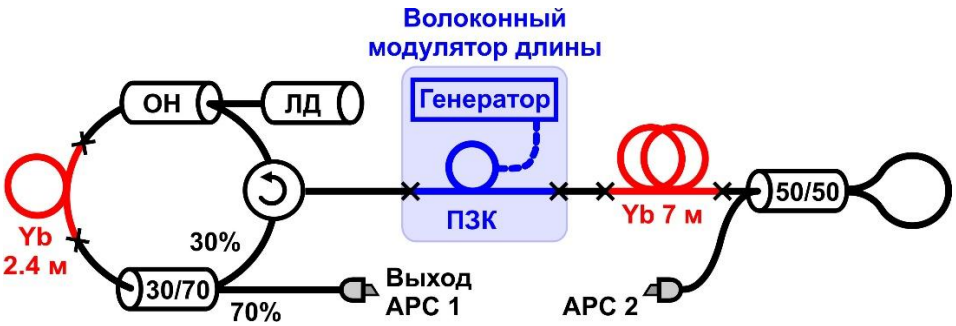


Рис. 1. Схема иттербиевого волоконного лазера с сигма-резонатором и вибрационно-индуцированной перестройкой

Для управления пьезокерамическим элементом использовалась положительная синусоидальная волна на генераторе сигналов. При

фиксированной амплитуде 10 В и изменении частоты внешней модуляции от 80 Гц до 1,7 кГц наблюдалась вибрационно-индуцированная перестройка длины волны генерации с более длинных волн на более короткие. На Рис. 2 а) показана зависимость скорость перестройки от частоты внешней модуляции. Видно, что скорость перестройки возрастала почти линейно с частотой внешней модуляции. При этом наблюдается две области с разным наклоном: в диапазоне частот 80–220 Гц наклон составил 3,9 пм/(с·кГц), при частоте на генераторе равной 300 Гц наблюдается резкое падение скорости перестройки, и далее в диапазоне 300–1700 Гц наклон составил уже 1,9 пм/(с·кГц).

В динамике интенсивности были выявлены различные режимы работы, характеризующиеся разным количеством всплесков, расположенных в одном периоде сигнала модуляции. На Рис. 2 б) и 2 в) показана динамика интенсивности на частотах 100 Гц (красная линия) и 1100 Гц (синяя линия); соответствующие скорости перестройки отмечены красной и синей точками на Рис. 2 а). При фиксированном напряжении 10 В и частотах внешней модуляции 80–220 Гц наблюдается режим групповых всплесков, где на одном периоде наблюдалось от 2 до 6 всплесков, размещенных на восходящем фронте синусоидального сигнала (Рис. 2 б)). При частоте 300–1700 Гц наблюдается режим одиночных всплесков (Рис. 2 в)). При этом, динамика интенсивностей состоит из всплесков, каждый из которых соответствует скачку моды на один межмодовый интервал резонатора (5.4 МГц).

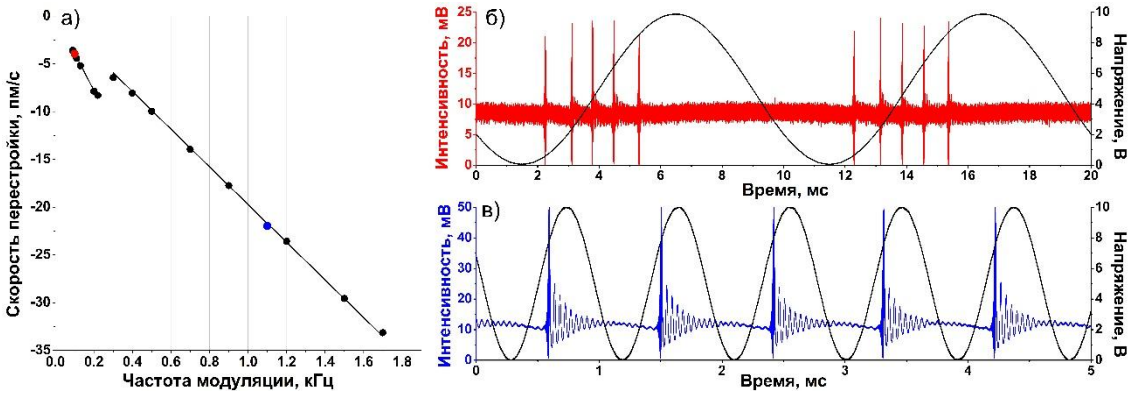


Рис. 1. а) Зависимость скорости перестройки от частоты внешней модуляции при фиксированной амплитуде модуляции 10 В; б) динамика интенсивности при частоте модуляции 100 Гц и амплитуде 10 В; в) динамика интенсивности при частоте 1100 Гц и амплитуде 10 В.

Исследование выполнено при поддержке гранта Российского научного фонда № 25-12-00186, https://rscf.ru/project/25-12-00186/. В представленной работе использовано оборудование Центра коллективного пользования «Спектроскопия высокого разрешения газов и конденсированных сред» ИАиЭ СО РАН.

Литература

[1] N.R. Poddubrovskii, R.V. Drobyshev et al, *Photonics* **9**, 613 (2022)
[2] A.Yu. Tkachenko, I.A. Lobach et al, *Instruments and Experimental Techniques* **66**, 730-736 (2023)
[3] E.K. Kashirina, I.A. Lobach et al, *Optics and Laser Technology* **199**, 115058 (2026)

Создание нанопокрытий пассивных модуляторов добротности для кольцевых волоконных лазеров с контролем параметров в реальном времени

Д.П. Судас*, П.И. Кузнецов

Фрязинский филиал института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН

** E-mail: dmitriisudas@mail.ru*

DOI:10.31868/RFL2026.48-49

Переход от непрерывной к импульсной лазерной генерации осуществляется различными методами, выбор которых диктуется необходимыми частотой следования и длительностью импульсов. Один из подходов заключается во встраивании в резонатор нелинейного элемента с эффектом насыщающегося поглощения [1]. Такой элемент просветляется под действием растущей оптической мощности, что приводит к изменению добротности резонатора: в фазе просветления генерируется импульс, а в фазе восстановления поглощения генерация отсутствует. Помимо эффекта насыщения поглощения, оксиды ванадия характеризуются сильной зависимостью положения электронных зон от степени их заполнения. Эта особенность проявляется в виде безгистерезисного перехода Мотта — электронного фазового перехода второго рода [2]. Важной особенностью является то, что температура перехода, а также его свойства, существенно варьируются в зависимости от конкретного оксида ванадия, его фазового состава, морфологии поверхности и наличия примесей.

В представленной работе описаны эрбиевые волоконные лазеры, работающие в импульсном режиме с нелинейным элементом, содержащим насыщающийся поглотитель - оксид ванадия. Создана схема волоконного лазера, позволяет оценивать пропускание внутренней полости резонатора в процессе лазерной генерации и осаждения тонкой пленки оксидов ванадия. В качестве основы для модуляторов добротности использовали стандартное одномодовое волокно SMF-28e с диаметром сердцевины 8,2 мкм. Для обеспечения контакта излучения, распространяющегося по оптическому тракту, с материалом выращиваемого покрытия, сегмент длиной 2 мм утонялся до диаметра 8,5 мкм. Предварительно подготовленный участок оптического световода с утонённым сегментом помещали в кварцевый реактор для последующего нанесения нанослоёв. Схема метода осаждения и контроля спектра пропускания и кольцевая лазерная схема показаны на Рис. 1а. Методика нанесения нанослоёв [3] основывалась на использовании в качестве источника ванадия триизопропоксида ванадила, находящегося в барботёре из нержавеющей стали и подаваемого в зону реакции потоком осушенного аргона. В качестве активной среды использовалось кварцевое волокно собственного производства с алюмосиликатной сердцевиной, активированной ионами эрбия. Поглощение на длине волны 976 нм составило 10 дБ/м и общей длиной 3 метра. Длина выбрана для обеспечения пика генерации лазера в области 1550-1560 нм.

Полученные в работе оксиды ванадия продемонстрировали структурный фазовый переход практически при 70 °C. Исследованы оптические характеристики волоконного лазера с нелинейным элементом до и после фазового перехода. Для всех полученных покрытий характерно доминирующее количество пентоксида ванадия в материале, что не удивительно так как степень окисления молекул прекурсора ровняется 5 и энергетически более эффективно получение именно такого оксида в процессе реакции. Содержание VO_2 и V_3O_5 следовое, поэтому их влияние

на свойства покрытия мало. Наиболее эффективной методикой является отжиг в атмосфере водорода уже полученных покрытий. При температурах выше 70 °C покрытия демонстрируют пассивный режим модуляции добротности с частотой повторения 38 кГц и длительностью импульса 3,8 мкс. При температурах ниже фазового перехода возникает кратковременный режим синхронизации мод. Скачок пропускания на длине волны около 1350 нм при структурной перестройке составил 24 %. Для сравнения в качестве насыщающегося поглотительного материала использовался нанопорошок VO_2 в матрице полидиметилсилоксанового эластомера. Модулятор на основе нанопорошка позволил получить импульсы с частотой 27 кГц и длительностью около 7,2 мкс. По мере охлаждения наблюдается рост потерь в резонаторе, сопровождающийся падением пропускания. В момент перехода через критическую температуру режим кратковременно изменяется на синхронизацию мод, однако из-за возрастающих потерь длина волны смещена далеко от изначальной (около 1532 нм) (Рис. 1б). Дальнейшее нарастание потерь в резонаторе приводит к пропаданию импульсного режима генерации и переход к непрерывному. Длительность импульса в режиме синхронизации мод составила 3.2 нм при частоте в 4.5 МГц.

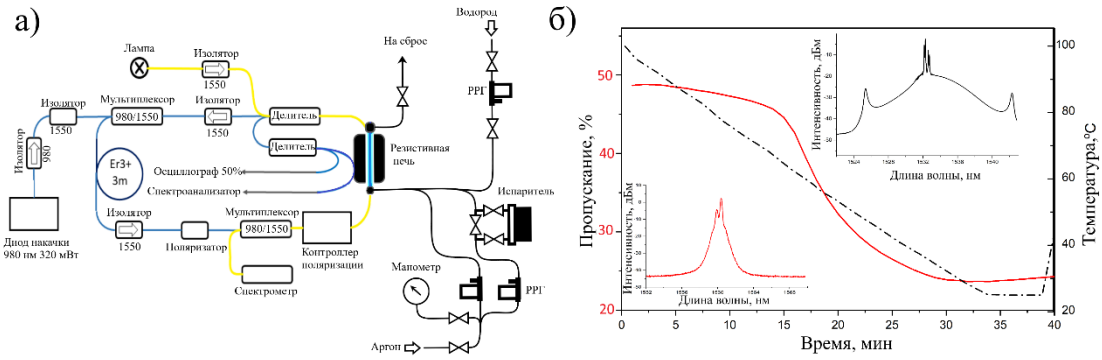


Рис. 1. а) Схема нанесения покрытий оксидов ванадия методом MOCVD и in-situ контроля спектра пропускания оптического тракта совмещённая с волоконным эрбиевым кольцевым лазером, используемым в работе. Жёлтым цветом выделена часть, участвующая в контроле спектра пропускания утонённого сегмента волокна в процессе нанесения покрытия. б) Исследование характеристик импульсной генерации лазера в процессе охлаждения модулятора добротности по пропусканию на длине волны 1350 нм. На вставках показан вид спектра генерации в режиме Q-switch (снизу) и Mode-lock (сверху). Пунктиром обозначена температура в реакторе.

Показанная методика оценки параметров модулятора добротности позволяет более эффективно получать тонкоплёночные модуляторы добротности.

Работа выполнена в рамках государственного задания ФИРЭ им.В.А.Котельникова РАН.

Литература

[1] N. Katta, A.D. Estrada et al, *Biomedical Optics Express* **13**, 1985-1994 (2022)
[2] H. Liu, J. Lu et al, *Nanotechnology* **29**, 024002 (2017)
[3] H. Zhang, H.L.M. Chang et al, *Journal of materials research* **9**, 2264-2271 (1994)

Исследование усиления импульсного излучения с длиной волны 1064 нм в активном Yb волокне переменного диаметра, накачиваемом непрерывным волоконным лазером с длиной волны 1007 нм

М.М. Яковленко[1,2,*], **И.В. Обронов**[1], **И.А. Ларионов**[1], **Н.Н. Евтихиев**[1,2]

[1] *ООО "ВПГ ЛАЗЕРУАН", 141190, Россия, Фрязино, пл. Академика Б. А. Введенского, 3с5, 141190*
[2] *НИЯУ "МИФИ", Россия, Москва, Каширское шоссе, 31, 115409*

[*] *E-mail: myakovlenko@vpglaserone.ru*

DOI: 10.31868/RFL2026.50-51

Волокна, легированные Yb, широко используется в качестве усилителей для получения импульсных лазерных источников на длине волны 1060 нм с высокой средней мощностью и высоким качеством пучка, близким к дифракционному пределу.

Наиболее распространённым источниками накачки импульсных усилителей на основе активных Yb волокон является полупроводниковые лазерные источники с длинами волн от 915 до 975 нм. Ионы Yb в данной спектральной области обладают довольно высоким значением сечения поглощения, что позволяет эффективно поглощать накачку и достигать высокого коэффициента усиления на сравнительно коротких отрезках активного волокна. Это бывает особенно важно при усилении импульсного излучения с пиковой мощностью свыше >1 кВт. Одним из ограничивающих факторов для увеличения средней мощности импульсных волоконных усилителей с полупроводниковой накачкой является разогрев активного волокна. Основной вклад в разогрев волокна вносит энергетический квантовый дефект между фотонами сигнального излучения на 1060 нм и излучения накачки на 915 – 975 нм.

Альтернативным источником накачки импульсных волоконных усилителей могут являться непрерывные волоконные лазерные источники с длинами волн > 1000 нм. В непрерывном режиме в волоконных лазерах удается получать значения выходной мощности> 1 кВт с яркостью существенно выше полупроводниковых многогодовых модулей накачки. Отличительной особенностью такого подхода является более низкое значение квантового дефекта, что может позволить существенно уменьшить тепловыделение на единицу длины волокна.

Настоящая работа посвящена исследованию параметров усиления импульсного излучения с длиной волны 1064 нм активном волокне, легированном Yb, накачиваемом непрерывными волоконным лазером с длиной волны 1007 – 1030 нм. В качестве источника сигнального излучения на входе волоконного усилителя используется волоконный импульсный лазер с длительностью импульсов 100 – 300 нс и частотой повторения 10 – 100 кГц. Активное волокно усилителя представляет собой конический волоконный световод переменного диаметра. Вместе со встречным способом заведения накачки, это позволяет существенно снизить порог возникновения нелинейно-оптических эффектов в волокне при использовании сравнительно длинных отрезков активного волокна.

В процессе экспериментов исследовались характеристики усиленного излучения, а также тепловые режимы работы волоконного усилителя с накачкой на 1007 – 1030 нм. Была создана теоретическая модель волоконного усилителя с возможностью произвольного подбора длины волны накачки и сигнального излучения. Модельные расчёты выполняются с учетом временных характеристик усиления импульсного излучения, а также генерации усиленного спонтанного излучения (УСИ).

Результаты численного моделирования сравнивались с экспериментальными данными.

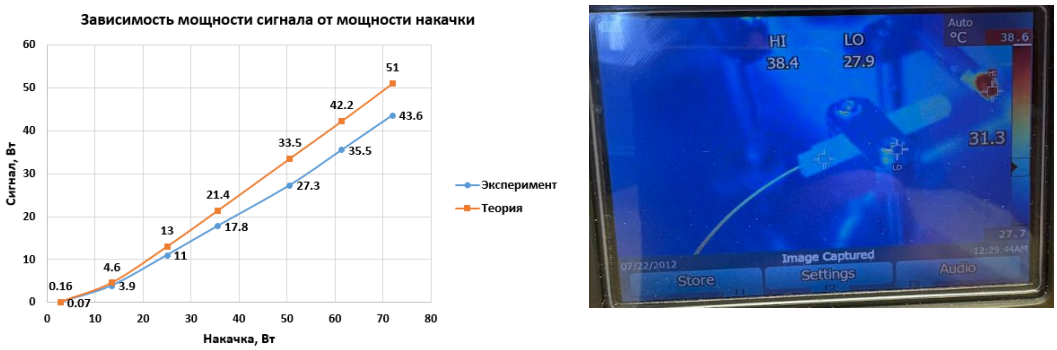


Рис. 1. а) Сравнение результатов теоретического моделирования и эксперимента; б) Термограмма, показывающая разогрев активного волокна в месте ввода накачки

В результате экспериментов по усилению импульсного излучения в активном Yb волокне с накачкой волоконным лазером на 1007 нм было получено до 44 Вт выходной мощности при частоте следования импульсов 6 кГц, что соответствует энергии импульсов 7.3 мДж. Значение температуры активного волокна не превышало 35 Cº без принятия мер для охлаждения волокна. Удалось получить высокую корреляцию между теоретическими и экспериментальными данными. Предполагается, что уменьшение тепловыделения в активном волокне в предложенный схеме позволит повысить >1 кВт. Теоретические расчеты подтверждают возможность получения мощности до 900 Вт на длине волны 1064 нм с использованием накачки мощностью 1000 Вт на длине волны 1030 нм (Рис. 2). Планируется экспериментальное подтверждение данного предположения.

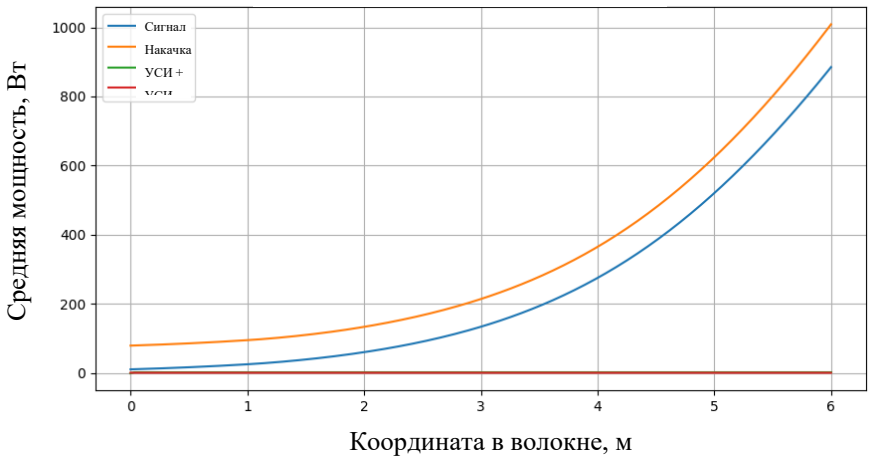


Рис. 2. Распределение средней оптической мощности накачки (1030 нм) и импульсного сигнального излучения (1064 нм, PRR = 100 кГц, 10 Вт на входе) по длине волоконного усилителя, полученное в результате численного моделирования.

Генерация импульсов с широким оптическим спектром в волоконном лазере с пассивной синхронизацией мод в конфигурации резонатора с двумя кольцами

И.А. Волков[1,2*], **А.В. Судьин**[1], **Н.А. Юдин**[1], **С.Н. Ушаков**[1,3], **К.Н. Нищев**[1]

[1] *Национальный исследовательский Мордовский государственный университет*
[2] *Ульяновский государственный университет*
[3] *Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук*
[*] *E-mail: emofan_80@mail.ru*

DOI:10.31868/RFL2026.52-53

Актуальной задачей современной лазерной физики является поиск и исследование новых конфигураций резонаторов волоконных лазеров, позволяющих преодолеть ограничения существующих схем. Перспективным направлением в этой области выступают конфигурации с двойным кольцом, развивающие классическую архитектуру NOLM и основанные на объединении двух петель обратной связи для независимого управления дисперсионными и нелинейными параметрами. Потенциальным преимуществом резонаторов в конфигурации с двойным кольцом является обеспечение идентичности эффективных оптических длин для различных спектральных компонент, что решает фундаментальную проблему несовпадения длин резонаторов, возникающую при использовании каскадов волоконных брэгговских решеток [1]. В ранее выполненных работах для подобных конфигураций была продемонстрирована узкополосная генерация [2]. При этом в доступной литературе не сообщалось о получении импульсных режимов работы. В связи с этим проведение систематических исследований резонаторов с двойным кольцом представляет собой важную научно-техническую проблему, решение которой необходимо для разработки волоконных лазеров нового поколения с улучшенными характеристиками.

В этой работе, мы сообщаем о систематическом исследовании волоконных лазеров с пассивной синхронизацией мод на основе нелинейного вращения плоскости поляризации (НВПП) в конфигурации резонатора с двумя кольцами.

На Рис. 1 представлена схема экспериментальной установки, состоящей из двух волоконных колец, соединенных ответвителем 50/50. Излучение накачки обеспечивается многомодовым лазерным диодом мощностью 9 Вт на длине волны 976 нм. Левое кольцо содержит сумматор накачки (2+1)×1, 2,9 м волокна, соактивированного ионами Er^{3+}/Yb^{3+} (SM-EYDF-6/125-HE Nufern), волоконный изолятор, контроллер поляризации (КП1) и выходной ответвитель с делением 10/90. Правое кольцо состоит из контроллера поляризации (КП2) и катушки 200 м стандартного одномодового волокна марки Е3 (АО «Оптиковолоконные системы»). Длина левого кольца составляла около 8 м, правого — 204 м. Общая длина резонатора — приблизительно 212 м.

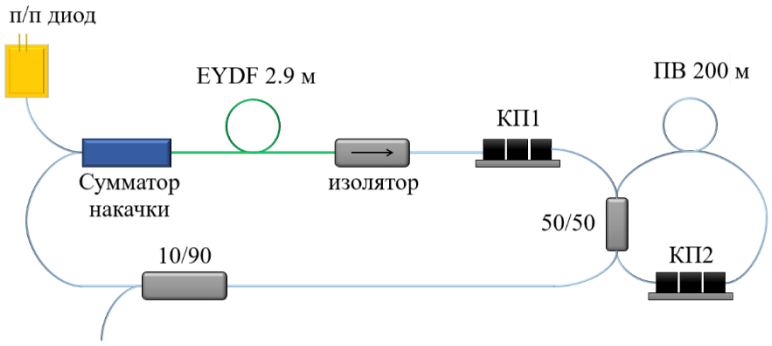


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

В данной схеме был получен ряд устойчивых режимов и динамик при варьировании мощности накачки. Характеристики одного из режимов устойчивой импульсной генерации, полученный при мощности накачки 0,95 Вт и настройки контроллеров поляризации, представлен на рисунке 2. Оптический спектр данного режима, показанный на рисунке 2 (а), имеет гладкую огибающую без выраженных модуляций. Ширина спектра на уровне –3 дБ составила 59,4 нм. Временной профиль импульсной последовательности (Рис. 2(б)) близок к трапеции с длительностью порядка 22 нс. Из осциллограммы в широком диапазоне 100 мкс (вставка на рисунке 2 (б)) видно, что за период обхода резонатора циркулирует только одна импульсная пачка. Отсутствие дополнительных импульсов подтверждается радиочастотным спектром (рисунок 2(в)): на нём нет субгармонических компонент и пиков на дробных частотах повторения, что свидетельствует о фундаментальной пассивной синхронизации мод. Соотношение сигнал/шум превысило 50 дБ.

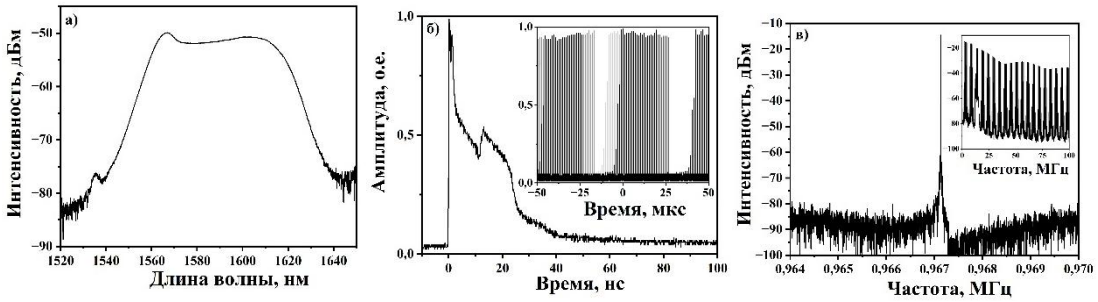


Рис.2. Выходные характеристики импульсной генерации: а) оптический спектр, б) временной профиль (вставка, осциллограмма в интервале 100 мкс), в) радиочастотный спектр

Таким образом, в конфигурации резонатора с двумя кольцами достигнута устойчивая фундаментальная синхронизация мод с рекордной для данной экспериментальной схемы шириной спектра и высоким отношением сигнал/шум. Полученные результаты демонстрируют перспективность изучения двух кольцевых схем для генерации импульсных режимов с широким оптическим спектром и создания источников с управляемыми временными и спектральными характеристиками.

Работа поддержана Российским научным фондом (25-19-00821)

Литература

[1] J. Yang, S.Ch. Tjin et al, *Optical Fiber Technology* **13**, 267–270 (2007)
[2] Y.L. Yang, C.H. Yeh et al, *Optics and Laser Technology* **114,** 16–19 (2019)

Исследование спектрально-люминесцентных и оптических характеристик боросиликатных стекол, активированных ионами Yb^{3+}

Н.А. Юдин[1*], **И.А. Волков**[1,3], **А.В. Дмитриев**[1], **К.Н. Нищев**[1], **А.А. Пыненков**[1], **М.А. Усламина**[1], **С.Н. Ушаков**[1,2]

[1] *Национальный исследовательский Мордовский государственный университет*
[2] *Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН*
[3] *Ульяновский государственный университет*
[*] *E-mail: udinnikita642@gmail.com*

DOI: 10.31868/RFL2026.54-55

Поиск эффективных волоконных активных сред ближнего ИК-диапазона на основе стеклообразных матриц, активированных ионами Yb^{3+}, продолжает оставаться одной из важных задач лазерного материаловедения. Интерес к иттербиевым стёклам обусловлен простой двухуровневой схемой лазерного перехода $^2F5/2 \rightarrow {}^2F7/2$, что исключает нежелательные процессы ап-конверсии и кросс-релаксации, а также высоким сечением поглощения в районе 975 нм. Боросиликатные стёкла выгодно отличаются высокой термической и химической устойчивостью, а их оптические и спектрально-люминесцентные характеристики можно целенаправленно регулировать, варьируя состав матрицы: вводя щелочные оксиды (Na_2O, K_2O) и дополнительный стеклообразователь (GeO_2) [1, 2].

В настоящей работе сообщается об исследовании спектрально-люминесцентных и оптических характеристик серии боросиликатных стекол, активированных ионами Yb^{3+}.

Серия стекол, описываемая в настоящей работе, была изготовлена методом плавления твердофазной шихты в муфельной камерной печи СНОЛ 12/16. Измерение показателя преломления синтезированных образцов проводилось на рефрактометре Metricon model 2010 методом нарушенного полного внутреннего отражения. Для регистрации спектров люминесценции использовалась автоматизированная установка на базе монохроматора MDR - 23, спектральное разрешение 0,5 нм.

Исследуемые составы представляют из себя боросиликатную матрицу с добавлением щелочного оксида Na_2O или K_2O, а также оксида иона активатора Yb_2O_3, что способствует использованию данных стекол в качестве активной среды в лазерах и усилителях.

Исследуемые составы стекол, а также усредненные значения показателя преломления представлены в Таблице 1.

Таблица 1. Измеренный показатель преломления образцов для разных длин волн.

Номер образца	Состав	Показатель преломления		
		633 нм	969 нм	1539 нм
1	$67SiO_2$ - $22B_2O_3$ - $7Na_2O$ - $3GeO_2$ - $1Yb_2O_3$	1,514 ± 0,0007	1,506 ± 0,0003	1,499 ± 0,0003
2	$67SiO_2$ - $20B_2O_3$ - $7Na_2O$ - $5GeO_2$ - $1Yb_2O_3$	1,519 ± 0,0013	1,511 ± 0,0005	1,503 ± 0,0004
3	$67SiO_2$ - $22B_2O_3$ - $7K_2O$ - $3GeO_2$ - $1Yb_2O_3$	1,488 ± 0,0006	1,481 ± 0,0007	1,474 ± 0,0010

Спектральные зависимости сечения поглощения и люминесценции ионов Yb^{3+} в боросиликатном стекле представлены на рисунке 1 (а,б,в).

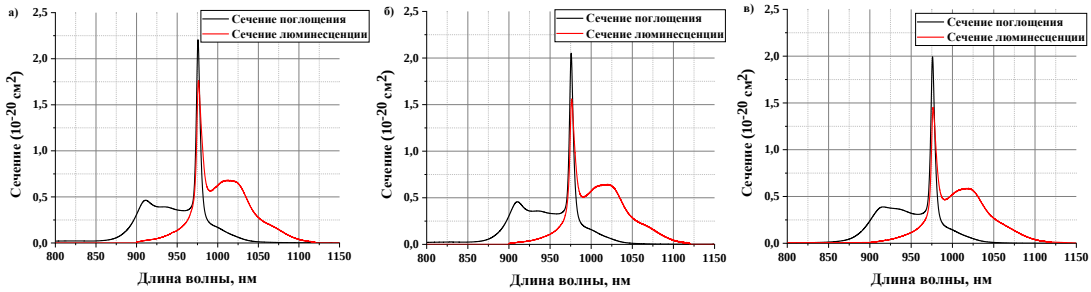


Рис. 1. Спектры сечения люминесценции и поглощения ионов Yb^{3+} в матрице боросиликатного стекла, а) образец №1, б) образец №2, в) образец №3.

Также для представленной серии боросиликатных стекол, допированных ионами Yb^{3+}, был произведен расчет коэффициента усиления для различных значений относительной инверсной населенности, результаты которого представлены на рисунке 2 (а,б,в).

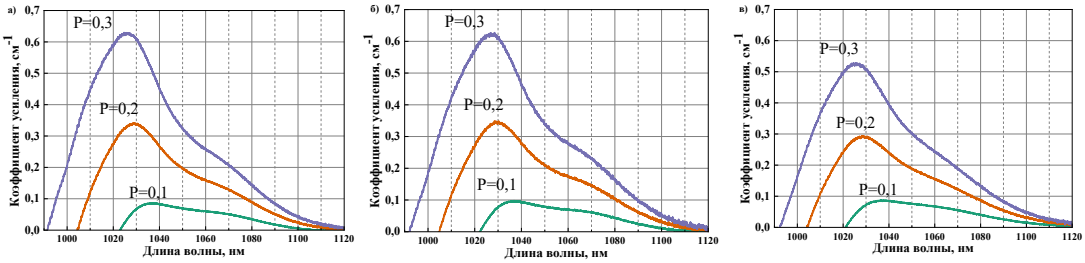


Рис. 2. Спектральные зависимости коэффициента усиления ионов Yb^{3+} в матрице боросиликатного стекла, а) образец №1, б) образец №2, в) образец №3.

В результате показано, что замена Na_2O на K_2O в исследуемой серии образцов приводит к снижению показателя преломления. Увеличение концентрации GeO_2 с 3 до 5 мол.% приводит к увеличению показателя преломления составов на 0,005, что представляет возможность его использования для точной подстройки показателя преломления.

Из спектрально-люминесцентных характеристик можно отметить, что у всех образцов максимум поглощения соответствует длине волны 975 нм. Данная линия соответствует резонансному (0-0) переходу между нижними штарковскими уровнями основного и возбужденного состояния иона Yb^{3+}. Спектры сечения люминесценции обладают двумя выраженными максимумами на длинах волн 979 нм и 1020 нм. Из спектральных зависимостей коэффициента усиления видно, что при увеличении параметра относительной инверсной населенности P до 0.2, область усиления, превышающая значение 0.1 $см^{-1}$, достигает 70 нм, а максимальное значение коэффициента усиления 0.35 $см^{-1}$ (на длине волны 1030 нм). Данные составы стекол могут быть применены в качестве активной среды для перестраиваемых источник лазерного излучения.

Литература

[1] M. Hongisto, S. Danto et al, *Materials* **15**, 3162 (2022)
[2] И.А. Левицкий и др., *Химическая технология и биотехнология новых материалов и продуктов* **1**, 214-216 (2012)

Ляпуновские схемы кольцевого волоконного резонатора

В.А. Разуков[1*], Л.А. Мельников[1], П.В. Купцов[1,2]

[1] *Институт электронной техники и приборостроения, Саратовский государственный техниче-ский университет имени Гагарина Ю.А.*

[2] *Саратовский филиал ИРЭ РАН*

[*] *E-mail: razukov.vad@gmail.com*

DOI: 10.31868/RFL2026.56-57

Как мы уже демонстрировали ранее [1], численный метод «Кабаре» [2] можно успешно применять для моделирования систем, в которых длительность импульса значительно меньше периода обращения. Однако результаты моделирования, полученные с помощью классического подхода, часто оказываются неубедительными.

Для решения проблемы неоднозначности режимов можно использовать показатели Ляпунова [3], [4]. После получения спеткра показателей и определения наибольшего из них по модулю можно полностью разграничить стабильные, хаотические и периодические режимы. Такой подход не только значительно сокращает время вычислений, но и позволяет строить двумерные карты режимов для последующего анализа и потенциального прогнозирования поведения системы. Согласно этому подходу, любую нелинейную систему можно представить как задачу динамики возмущений. Соответствующие уравнения переноса для возмущений $\delta F, \delta B$ имеют следующий вид:

$$\frac{\partial \delta F_j}{\partial \mathrm{t}} + V_g \frac{\partial \delta F_j}{\partial \mathrm{z}} = \mathrm{D} \frac{\partial^2 \delta F_j}{\partial z^2} + A_{FF} \delta B_j + B_{FB} \delta B_j + \mathrm{r}(z) \delta B_j - \gamma \delta F_j,$$

$$\frac{\partial \delta B_j}{\partial \mathrm{t}} - V_g \frac{\partial \delta B_j}{\partial \mathrm{z}} = \mathrm{D} \frac{\partial^2 \delta B_j}{\partial z^2} + A_{BF} \delta F_j + B_{BB} \delta B_j + \mathrm{r}(z) \delta F_j - \gamma \delta B_j.$$

Здесь $A_{FF}, A_{BF}, B_{FB}, B_{BB}$ — производные нелинейных частей по отношению к возмущениям, а $j = 1,2,\ldots n-1, n$ — количество искомых показателей. Чтобы решить нашу задачу, мы задаём случайные начальные условия для групп вышеуказанных уравнений возмущений, и решаем их вместе с исходной системой уравнений в частных производных, как показано в работе [1]. На этом этапе можно использовать любые предпочтительные методы для учёта нелинейных эффектов, дисперсии и потерь.

Мы планируем применить этот метод для анализа реальных систем: зададим необходимые параметры и рассчитаем влияние отклонений на генерацию импульсов. Также можно будет прогнозировать поведение спроектированных систем — в частности, то, как сочетание параметров влияет на конечный результат. Следует отметить, что в зависимости от параметров резонатора этот метод можно применять для генерации излучения в диапазоне МГц, ГГц и, в определенных пределах, ТГц. Это позволяет адаптировать его для конструкций с модами шепчущей галереи, что делает метод довольно универсальным. Однако при использовании этого подхода к генерации импульсов уже будет необходимо учитывать квантовые флуктуации.

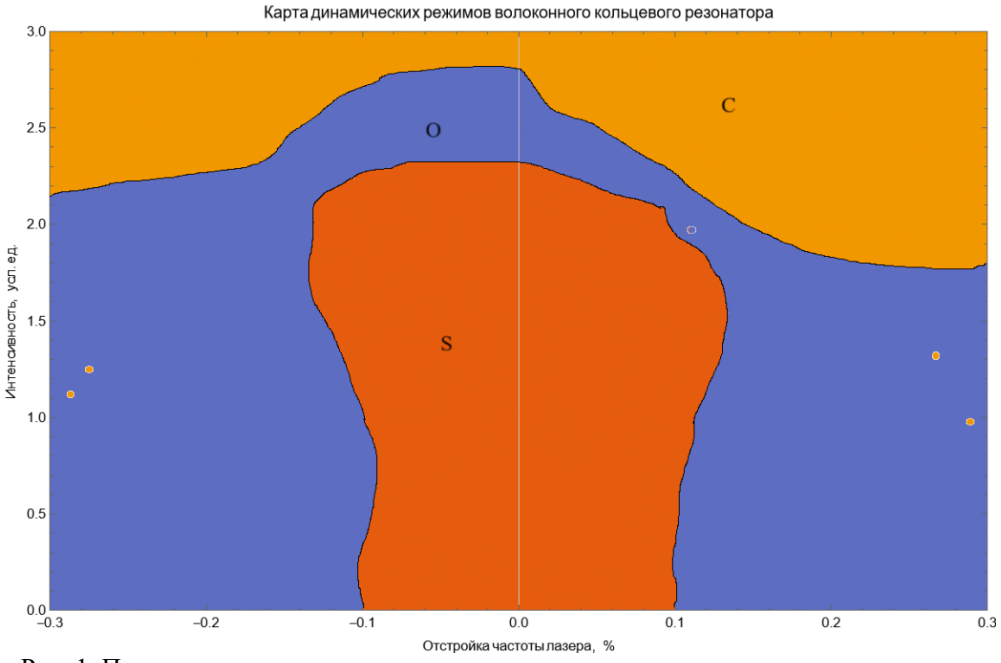


Рис. 1. Пример диаграммы динамического состояния для кольцевого резонатора с непрерывной накачкой, на которой показаны режимы в плоскости «интенсивность — расстройка». Анализ показателей Ляпунова позволяет выделить стабильную, колебательную и хаотическую динамику, а также отметить несколько примечательных моментов.

Литература

[1] V.A. Razukov, L.A. Melnikov et al, *Laser Physics* **33**, 025004 (2023)
[2] V. Goloviznin, A. Samarskii, *Matem. Mod.* **10**, 86-100 (1998)
[3] P.V. Kuptsov, *Izvestiya VUZ. Applied Nonlinear Dynamics* **18**, 91-110 (2010)
[4] A. D. Koloskova, O. I. Moskalenko et al, *Technical Physics Letters* **44**, 374-377 (2018)

Контроль уширения линии при усилении излучения в волоконных поляризованных усилителях для получения высокоэффективной ГВГ

С.В. Ларин, А.А. Гагарин, М.М. Яковленко

ВПГ Лазеруан, пл. Введенского. 1, Фрязино, Московская обл., 141190, Россия

** E-mail: slarin@vpglaserone.ru*

DOI: 10.31868/RFL2026.58-59

Типовая схема импульсных волоконных лазеров приведена на Рис. 1, в литературе обозначается как Master Oscilator – Power Amplifier. Как правило, используется двух-трехкаскадная схема усиления. При этом для получения высокоэффективных волоконных лазерных источников с генерацией второй и последующих гармоник необходимо получение высокой пиковой мощности с одновременным низким уровнем нелинейных преобразований в волокне. Помимо традиционных эффектов ВКР и ВРМБ, присутствуют и другие эффекты [1], в том числе ЧВС, приводящее к уширению линии излучения, что приводит к снижению эффективности преобразования полученного излучения в высшие гармоники.

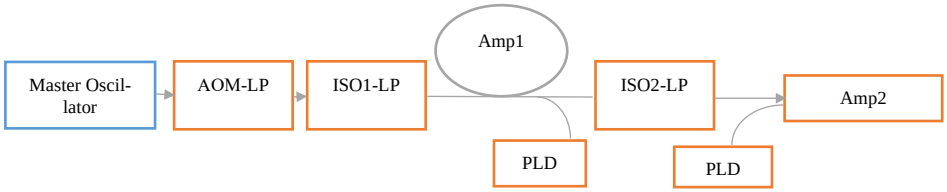


Рис. 1. Типовая оптическая схема волоконного лазера MOPA

Первым способом управления уширением линии, а именно созданием условия, при котором эффект ЧВС отсутствует, является использование одночастотных задающих лазерных модулей DFB [2], измеренная ширина линии которых определяется дрейфом мгновенной частоты в случае генерации импульсов затравочного излучения, при этом излучение характеризуется наличием всего одной продольной моды. В этом случае эффект ЧВС не наблюдается вовсе.

Однако усиление одночастотного сигнала приводит к возникновению ВРМБ в усилительных каскадах, и этот эффект обладает наиболее низким порогом среди прочих. По этой причине на практике удается получить длительности импульсов лишь в единицы нсек, и, как результат, низкие значения энергии импульсов. В ряде случаев это можно компенсировать генерацией пачек импульсов.

На Рис. 2 показаны спектральные характеристики излучения DFB-лазера до и после усиления в трехкаскадном волоконном усилителе:

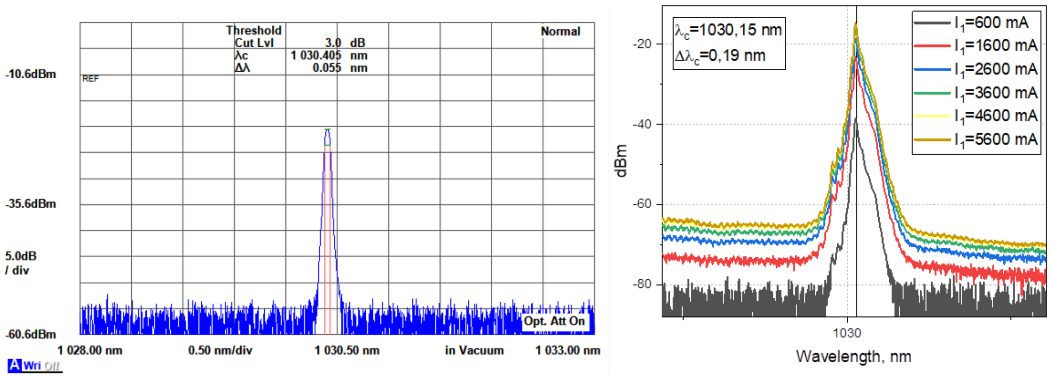


Рис. 2: а) спектр DFB-лазера б) спектр на выходе усилителя

Типовые получаемые характеристики выходного излучения [3]: Пиковая мощность: 10-50 кВт, длительность импульсов 1.5 нсек, средняя выходная мощность до 100 Вт.

Усиление узкополосного сигнала, в котором присутствует несколько (много) продольных мод приводит к заметному эффекту ЧВС и уширению линии излучения. Однако, при создании условий для генерации в задающем каскаде сильно обуженой линии и оптимизации усилительных каскадов удается получить приемлемую ширину оптического сигнала на выходе для генерации второй гармоники.

В рамках работы был создан узкополосный всеволоконный лазерный источник с шириной линии 0.04 нм и выходной мощностью 3 Вт.

Далее излучение такого источника пропускалось через АОМ и три каскада усиления, в результате получено излучение со следующими хар-ками: ширина спектра 0.4 нм, энергия в импульсе 4.2 мДж, длительность импульса 350 нсек, средняя выходная мощность свыше 25 Вт. Продемонстрировано преобразование полученного излучения в кристалле LBO с эффективностью 64%, полная эффективность прибора составила 10% «от розетки»

На Рис. 3 отображены спектры на входе и выходе волоконных каскадов:

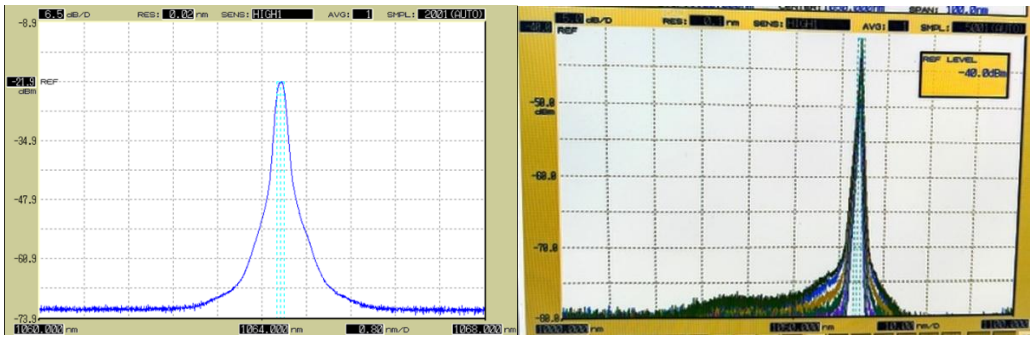


Рис. 3: а) спектр на входе в усилитель б) спектр на выходе усилителя

Литература

[1] V. Tyrtyshnyy, O. Vershinin et al, *Intern. Symp. High-Power Fiber Lasers and Their Appl.*, SPb., Russia, **TuSy** 04, (2010)
[2] X.D. Hartl, C. Li et al, *Opt. Lett.* **26**, 608-610 (2001)
[3] A.V. Babushkin et al, *Lasers and Applications in Science and Engineering*, 61021E-61021E-5 (2006)

Исследование изгибных потерь для низших мод в двулучепреломляющих волокнах типа PANDA

В.М. Локонов[1,2,*], **А.И. Баранов**[1]

[1] *ООО "ВПГ Лазеруан"*

[2] *Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет)*

[*] *E-mail: lokonov.vm@phystech.edu*

DOI: 10.31868/RFL2026.60-61

В настоящее время двулучепреломляющие волокна (PM-волокна) активно применяются, когда на выходе волоконного лазера необходимо получить излучение с определённым стабильным состоянием поляризации. Такая потребность может возникнуть, например, в случае использования излучения волоконного лазера для генерации высших гармоник в кристаллах. Таким образом, исследование свойств подобных волокон представляет значительный интерес.

Одно из важнейших свойств волокон - потери на изгибах. Для изотропных волокон существует множество теоретических и экспериментальных результатов (например, [1], [2]). Однако данных по изгибным потерям в PM-волокнах крайне мало, что затрудняет проектирование изделий на их основе.

Доклад посвящен исследованию изгибных потерь для излучения различных поляризаций и поперечных мод LP_{01} и LP_{11} на длинах волн вблизи 1030 нм в маломодовых (одна-две поперечные моды) PM-волокнах типа PANDA. Поперечные моды LP_{01}, LP_{11} с заданным отношением мощностей и нужной поляризацией возбуждаются методом сварки со смещением выходного волокна источника и исследуемого волокна (Рис. 1).

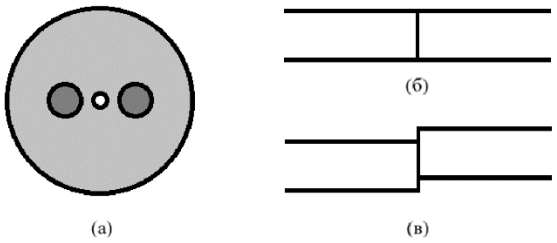


Рис. 1. Поперечное сечение волокна типа PANDA (а); вид на сварку волокон с разного ракурса (б), (в)

Схема экспериментальной установки для измерения изгибных потерь приведена на Рис. 2. Двухмодовое волокно после сварки со смещением SPL1 подобрано так, чтобы обеспечить наибольшее перекрытие его фундаментальной моды с фундаментальной модой исследуемого волокна и волокна источника.



Рис. 2. Схема установки для измерения изгибных потерь. SPL1, SPL2 – сварки. Излучение источника поляризовано вдоль медленной оси.

Было проведено измерение изгибных потерь в одномодовом волокне вблизи длины волны отсечки и двухмодовом волокнах фиксированной длины в

зависимости от диаметра колец. Длина одномодового волокна 1 м, многомодового – 2 м (Рис. 3).

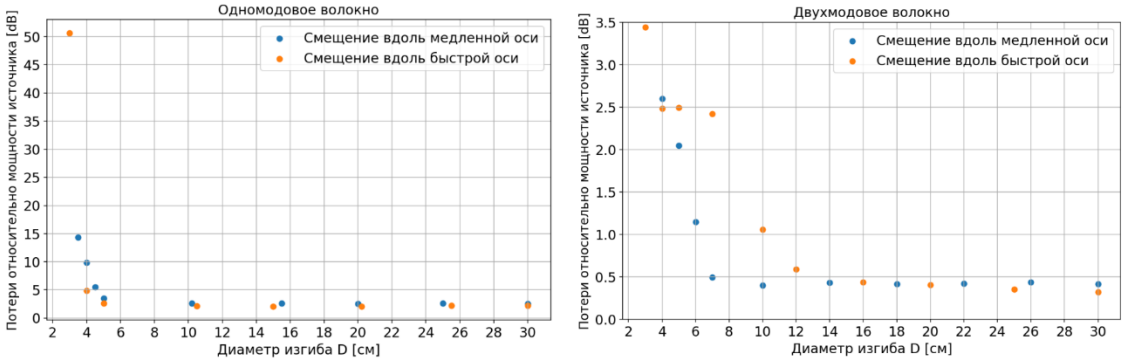


Рис.3. Графики зависимости потерь от диаметра колец для одномодового (а) и двухмодового (б) волокон

Получено, что для моды LP11 интенсивность и поляризации которой имеют большую компоненту вдоль медленной оси изгибные потери меньше, чем для остальных 3х мод LP11. Для поляризационных же мод LP01 существенной разницы изгибных потерь нет.

Литература

[1] Q. Wang, G. Farrell et al, *Opt. Express* **13**, 4476-4484 (2005)

[2] D. Marcuse *J. Opt. Soc. Am.* **66**, 216-220 (1976)

Методика определения оптических параметров полимеров, применяемых в производстве волоконных лазеров

А. А. Щелкунов*, Д. В. Мясников

Общество с ограниченной ответственностью «ВПГ Лазеруан»

** E-mail: aShchelkunov@vpglaserone.ru*

DOI:10.31868/RFL2026.62-63

Ключевым компонентом при производстве волоконных лазеров являются полимеры и компаунды, в связи с чем актуальна задача измерения их оптических свойств: коэффициентов поглощения, пропускания, отражения, а также прямого и обратного рассеяния. В настоящее время не существует технических решений, позволяющих одновременно осуществлять контроль перечисленных параметров. Одним из широко используемых является классический метод интегрирующих сфер [1-2], однако он мало эффективен для исследования полимеров: потери при угловом рассеянии и краевые потери в случае наличия примесей в материале приводят к некорректным расчётам искомых параметров. Предлагаемая в данной работе модернизированная методика подвижных интегрирующих сфер [3] позволяет определять оптические параметры твердых и жидких полимеров на разных стадиях производственного процесса.

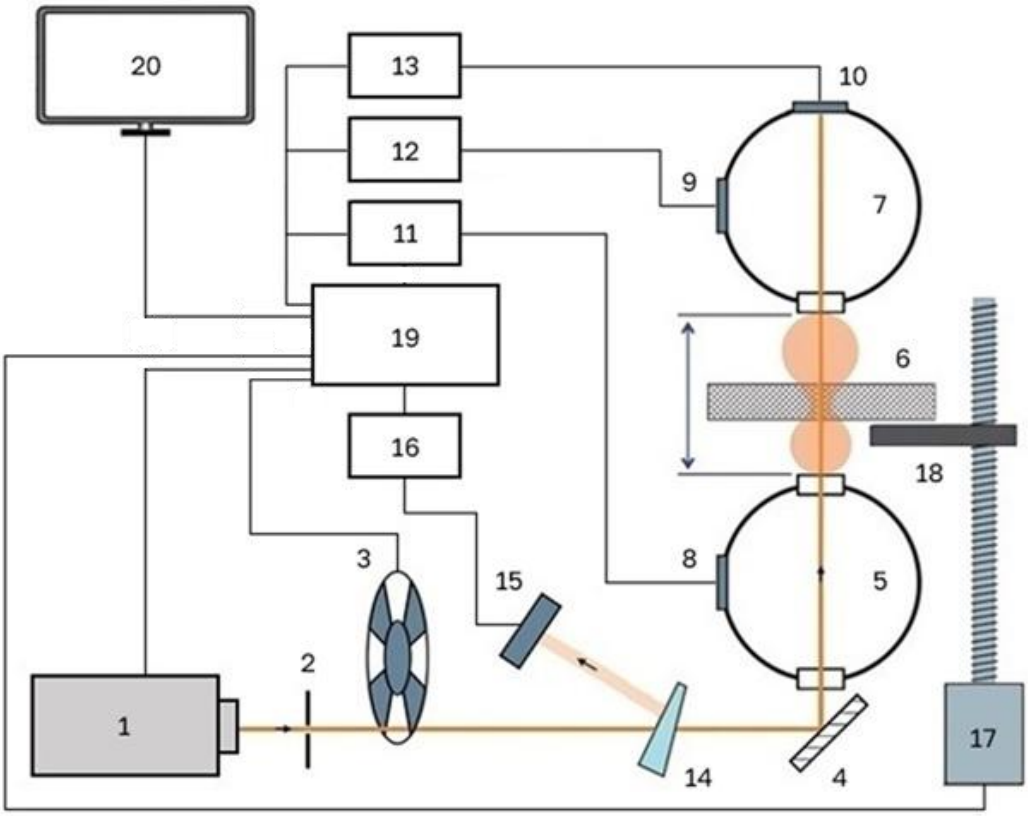


Рис. 1. Блок-схема стенда: 1 – источник излучения (λ = 1070 нм, P = 11 Вт); 2 – диафрагма; 3 – чоппер; 4 – зеркало; 5, 7 – интегрирующие сферы; 6 – образец; 8-10, 15 – фотодетекторы; 11-13, 16 – измерители мощности; 14 – клин; 17 – шаговый двигатель; 18 – платформа; 19 – блок управления; 20 – компьютер.

Автоматически обработанные полученные на стенде данные сравниваются с теоретическими, полученными компьютерным моделированием траекторий движения фотонов при их распространении в среде, в том числе рассеянии, поглощении и отражении от границ среды по методу Монте-Карло для численного решения транспортного уравнения распространения излучения в среде [4].

Апробация методики выполнена с помощью эталонных рассеивающих пластин производства JCOPTIX. С помощью разработанной установки исследованы оптические параметры волноведущих, защитных и высвечивающих полимеров и компаундов для заливки блоков.

Литература

[1] A. Kim, B.C. Wilson, *Optical-Thermal Response of Laser-Irradiated Tissue* 267-319 (2010)
[2] L. Hanssen, *Applied Optics* **40**, 3196 (2001)
[3] G. Zaccanti, S. Del Bianco et al, *Applied Optics* **42**, 2994–3003 (2003)
[4] А.В. Горшков, М.Ю. Кириллин и др., *Вестник Нижегородского университета им. Н.И. Лобачевского* **1**, 239-247 (2014)

Влияние температуры на радиационную чувствительность оптических волокон

А.А. Коновалов[1], С.М. Дубровских[1], О.В. Ткачёв[1], Ю.О. Шаронова[2], И.С. Азанова[2,*], Д.В. Хисамов[2]

[1]РФЯЦ-ВНИИТФ имени академика Е.И. Забабахина, г. Снежинск, Россия
[2]ПАО «Пермская научно-производственная приборостроительная компания», г. Пермь, Россия

[*]E-mail: azanova@pnppk.ru

DOI:10.31868/RFL2026.64-65

Проведены исследования влияния температуры в диапазоне от -196 до +20°С на радиационную чувствительность к импульсному и статическому воздействию трёх типов оптических кварц-кварцевых волокон: одномодового коммерческого 9/125 мкм и многомодовых градиентных коммерческого и радиационно-стойкого исполнения 50/125 мкм. Статическое облучение гамма-квантами производилось на изотопном источнике ^{60}Co, импульсное облучение тормозным излучением со сред-ней энергией фотонов 1 МэВ – на ускорителе электронов.

Показано существенное влияние температуры на РНП оптических волокон. Понижение температуры до азотной при статическом облучении увеличивает радиационную чувствительность на длине волны 1,55 мкм до четырёх порядков одномодового волокна (с $3\cdot10^{-5}$ до $0{,}8\cdot10^{-1}$ дБ/(м·кР)), трёх порядков многомодового радиационно-стойкого (с $1{,}5\cdot10^{-6}$ до $0{,}6\cdot10^{-3}$ дБ/(м·кР)) и практически не влияет на чувствительность многомодового коммерческого исполнения ($0{,}8\cdot10^{-2}$ дБ/(м·кР))

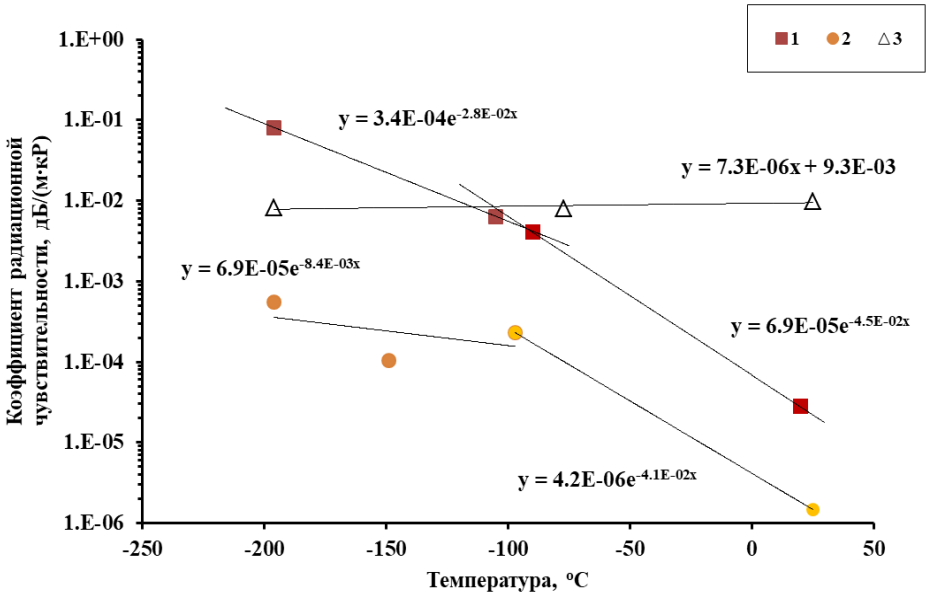


Рис. 1. Температурные зависимости радиационной чувствительности различных оптических волокон (λ=1,55 мкм): 1 - одномодовое коммерческое 9/125 мкм; 2 и 3 - многомодовые градиентные коммерческого и радиационно-стойкого исполнения 50/125 мкм

Понижение температуры до азотной при импульсном воздействии приводит к росту времени восстановления прозрачности на длине волны 1,55 мкм до трех порядков одномодового и радиационно-стойкого многомодового волокон (с 10^{-4} до 10^{-1} с). При этом коммерческое многомодовое волокно, характеризующееся наибольшей чувствительностью по необратимым эффектам, показывает

наименьшую чувствительность к импульсному воздействию и температуре ($2 \cdot 10^{-5}$…$2{,}7 \cdot 10^{-4}$ с).

Температурные зависимости радиационной чувствительности волокон, полученные в процессе облучения, когда формирование радиационных центров окраски (РЦО) происходило при постоянной фиксированной температуре, и квазистатическом отжиге, где РЦО были созданы при азотной температуре и затем отжигались до заданной температуры, совпадают в диапазоне температур -196…-100°С. В диапазоне -100…+20°С коэффициенты, полученные при температурном квазистатическом отжиге, превышают значения, полученные в процессе облучения при фиксированной температуре, что указывает на особенности дефектообразования при температурах выше -100°С. При этом данные, полученные при квазистатическом отжиге, могут рассматриваться как консервативные данные экспресс-измерений.

Исследование влияния ионизирующего излучения на характеристики эрбиевого волоконного лазера с сохранением поляризации

Е.В. Нифонтова[1,2,*], **А.С. Вахрушев**[1,2], **А.В. Перминов**[2], **И.С. Азанова**[1,2]

[1] *Пермская научно-производственная приборостроительная компания*
[2] *Пермский национальный исследовательский университет*
[*] *E-mail: NifontovaEV@pnppk.ru*

DOI:10.31868/RFL2026.66-67

Разработка радиационно-стойких (РС) волоконных лазеров с сохранением поляризации (СП) представляют значительный интерес для космической отрасли [1] и ядерных объектов [2]. Основным дестабилизирующим фактором в таких условиях является наведенное радиацией поглощение (РНП) в оптическом волокне, вызванное воздействием ионизирующего излучения (ИИ) [3]. Применение эрбиевого волоконного лазера с сохранением поляризации в среде с ИИ предполагает под собой радиационную стойкость этого лазера, то есть противостояние возникновению РНП.

Для первичных испытаний на радиационную стойкость была выбрана упрощенная схема лазера со спектрально неселективным зеркалом (Рис. 1). Использование базовой схемы позволяет исследовать кинетику РНП непосредственно в эрбиевом радиационно-стойком волокне в "чистом" виде.

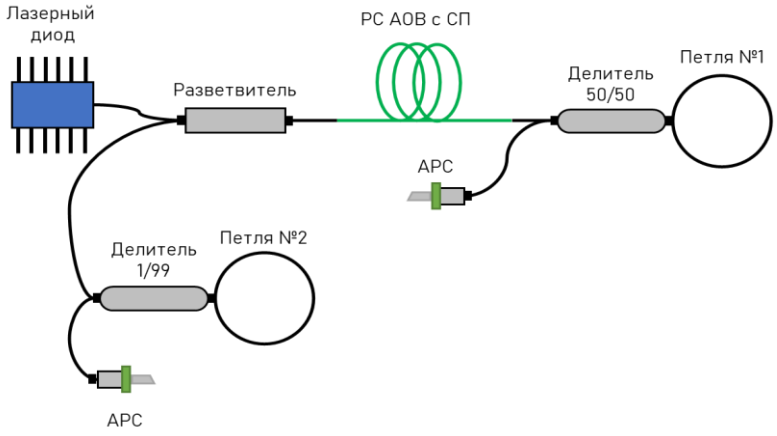


Рис 1. Схема волоконно-оптического лазера

Все компоненты данной схемы сохраняют поляризацию и соединяются друг с другом таким образом, чтобы геометрические центры сердцевин и нагружающих стрежней располагались на одной прямой линии (угол поворота 0°).

Далее было отобрано 4 типа РС активных оптических волокон (АОВ) с СП. Каждое волокно имеет отличительные характеристики. От каждого волокна было взято по 2 образца длиной 5 метров. Первый образец является эталонным. Второй образец был облучен в НИЦ «Курчатовский институт» при непрерывном облучении до общей поглощённой дозы 1,2 кГр.

Перед началом эксперимента каждый образец РС АОВ с СП был соединен с компонентами лазерной схемы под углом 0°. В процессе эксперимента проводилась длительная пропись с фиксированием выходной оптической мощности и спектров.

В результате были получены значения параметров (Таблица 1) РС АОВ с СП, восстановленных после воздействия ИИ в схеме лазера. Как видно из Таблицы 1

процесс восстановление у каждого образца разный. Предполагается, что это связанно с различиями в характеристиках, представленных РС АОВ с СП.

Таблица 1. Сравнение значений эталонного РС АОВ с СП и РС АОВ с СП, восстановленного после облучения в схеме лазера

Номер образца	Время восстановления, мин	Процент восстановления, %
Образец №1.2	324	83,6
Образец №2.2	593	73,5
Образец №3.2	671	95,06
Образец №4.2	1131	80,03

Волоконный лазер продемонстрировал удовлетворительную радиационную стойкость. Достигнутая выходная мощность лазера с одним из образцов после воздействия ИИ (доза 1,2 кГр) составила 48,1 мВт при мощности накачки 215,5 мВт (КПД ≈ 25,7 %). Характеристики данного лазера потенциально могут быть улучшены путем оптимизации длины активного волокна.

В докладе будут подробно изложены детали эксперимента и полученных характеристик лазера, а также обсуждены возможности применения таких РС АОВ с СП в других волоконно-оптических устройствах.

Литература

[10] Y. Zhu, Y. Jiao et al, *Ceramics International* **51**, 1424-1431 (2024)
[11] M. Tao, Y. Wang et al, *Journal of Optics* **54**, 867-878 (2025)
[12] И.С. Азанова, Ю.О. Шаронова и др, *Вестник пермского университета* **4**, 52-69 (2022)

Эволюция кривых фазового синхронизма в процессе оптического полинга германосиликатных волокон

А.Ю. Остапив[1,2,*], **К.В. Зотов**[2], **Н.В. Терещенко**[2], **А.В. Коняшкин**[3]

[1] *Московский физико-технический институт, Долгопрудный, Россия*
[2] *ООО «ВПГ «Лазеруан», Фрязино, Россия*
[3] *Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Фрязино, Россия*
[*] *E-mail: ostapiv.ayu@phystech.edu*

DOI:10.31868/RFL2026.68-69

Генерация второй гармоники (ГВГ) в кварцевых оптических волокнах (ОВ), обладающих центром инверсии, возможна благодаря формированию фотоиндуцированной $\chi^{(2)}$-решётки в процессе оптического полинга [1, 2]. Несмотря на интенсивные исследования, микроскопический механизм этого явления остаётся дискуссионным. Кинетика кривых фазового синхронизма (КФС) может дать информацию о характере процесса оптического полинга, а также служить одной из метрик для верификации теоретических моделей. В данной работе впервые экспериментально и теоретически исследована эволюция спектральных и температурных КФС в процессе оптического полинга германосиликатных ОВ.

В эксперименте использовалось ОВ FUD3562 (Nufern) длиной 1 м. Накачка осуществлялась импульсным иттербиевым волоконным лазером (1032 нм, длительность импульса 2 нс, частота следования 5 МГц, пиковая мощность до 4 кВт). Исследуемое ОВ помещалось в термостат с точностью контроля температуры ±0.1 °C. Для измерения КФС без воздействия на сформированную решётку циклы полинга чередовались с измерительными циклами, в которых пиковая мощность снижалась в 80 раз. Наблюдались асимметрия КФС и их эволюция во времени: изменялись положение фазового синхронизма смещалось и ширина КФС (Рис. 1).

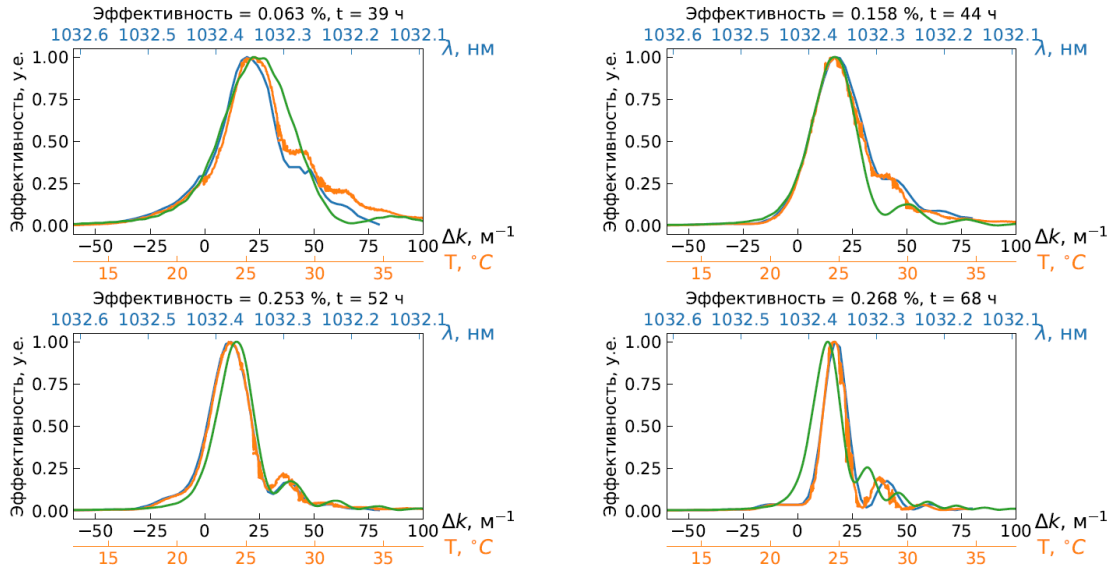


Рис. 1. КФС, измеренные на различных этапах записи (2)-решётки. Синие и оранжевые кривые соответствуют спектральному и температурному фазовым синхронизмам соответственно, зелёные — результат моделирования.

Для интерпретации полученных данных была использована модель, предложенная в работе [2], описывающая формирование $\chi^{(2)}$-решётки через

самоорганизацию экситонов с переносом заряда. Нами была проведена модификация исходной модели путём включения керровской нелинейности, учитывающей фазовую самомодуляцию и кросс-модуляцию полей накачки и второй гармоники. Расчётные КФС, полученные на основе данной модели, качественно воспроизводят экспериментальные особенности: асимметричную форму, смещение положения фазового синхронизма в коротковолновую область относительно длины волны записи, а также изменение ширины кривой. Временные зависимости параметров КФС, полученные в эксперименте и моделировании, представлены на Рис. 2.

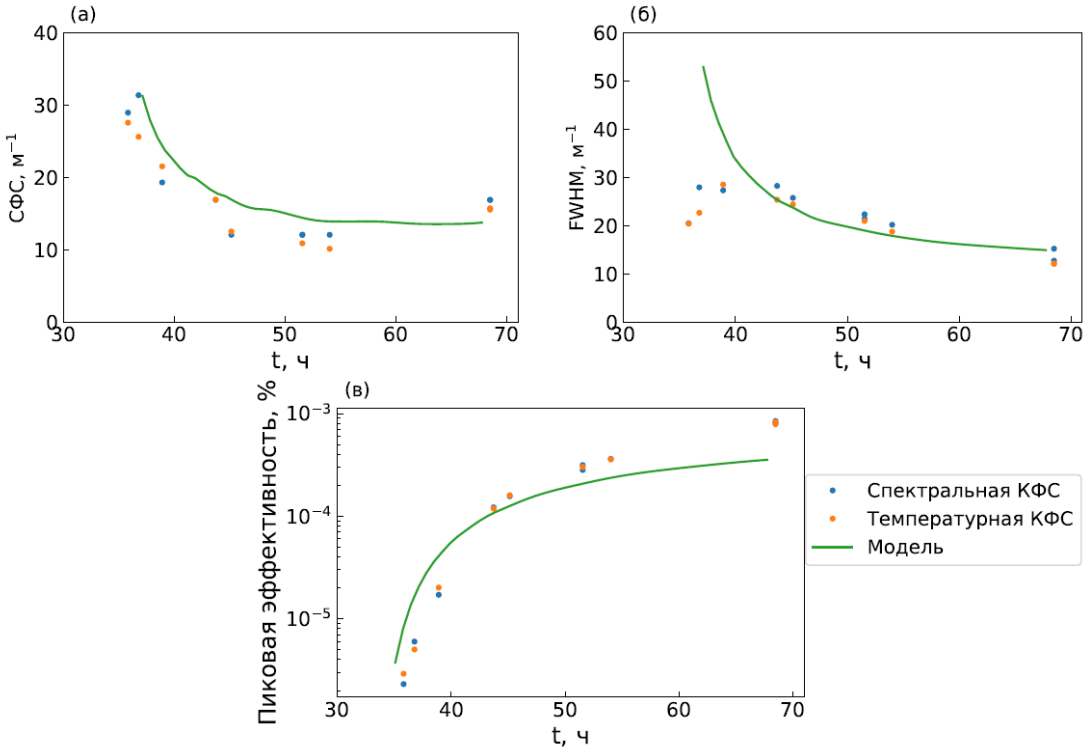


Рис. 2. Временные зависимости сдвига фазового синхронизма (СФС)(а), ширины кривой на половине высоты (FWHM) (б) и пиковой эффективности в процессе формирования $\chi(2)$-решётки (в). Синие и оранжевые точки —экспериментальные значения, полученные при измерениях спектральных и температурных КФС соответственно, зеленые кривые — результаты моделирования

Литература

[1] E.M. Dianov, P.G. Kazansky et al, *Quantum Electron.* **25**, 855-865 (1995)
[2] B. Antonyuk, V. Antonyuk, *Phys. Lett. A* **280**, 296-302 (2001)
[3] H.W. Gemechu, H.G.K. Teklu, *Opt. Fiber Technol.* **79**, 103352 (2023)

Поляризационные свойства резонаторов волоконных РОС-лазеров сформированных методом поточечной записи

Я.Л. Поздняк[1,2,3,*], **А.В. Дорофеенко**[1,2,3], **А.С. Шикин**[1], **А.П. Базакуца**[1], **О.В. Бутов**[1]

[1] *Институт радиотехники и электроники им. В.А.Котельникова РАН*
[2] *Московский физико-технический институт (НИУ)*
[3] *Институт теоретической и прикладной электродинамики РАН*
[*] *E-mail: pozdniak.ial@phystech.edu*

DOI:10.31868/RFL2026.70-71

Волоконные брэгговские решетки (ВБР) представляют собой периодическую модуляцию показателя преломления сердцевины оптического волокна и широко используются в современных оптоволоконных технологиях. Такие структуры могу работать как фильтры, сенсоры, компенсаторы дисперсии, зеркала, структурные элементы лазерных резонаторов. Последние представляют особый интерес для создания одночастотных волоконных лазеров с распределенной обратной связью [1]. Основой для таких резонаторов являются волоконные брэгговские решетки с фазовым сдвигом (π-сдвигом) в структуре [2].

Одним из способов изготовления ВБР является их запись поточечным методом с помощью излучения фемтосекундного импульсного лазера. Данный метод позволяет гибко управлять параметрами записываемой структуры. При этом известно, что в процессе такой записи, в волокне формируются ассиметричные структурные элементы (штрихи) решетки, что приводит к поляризационной анизотропии параметров ВБР и, как следствие, зависимости спектра пропускания решётки от состояния поляризации проходящего излучения [3]. В нашей работе исследуется влияние параметров записи ВБР с π-сдвигом на параметры возникающих поляризационных мод и особенности лазерной генерации этих резонаторов.

На Рис. 1 представлены спектры пропускания таких резонаторов для разных направлений линейной поляризации проходящего света. Для каждого резонатора указана сила решетки κ, определяющая отражательную способность решетки на единицу длины и рассчитанная на основе спектров пропускания структуры в процессе ее записи, измеренных до формирования фазового сдвига.

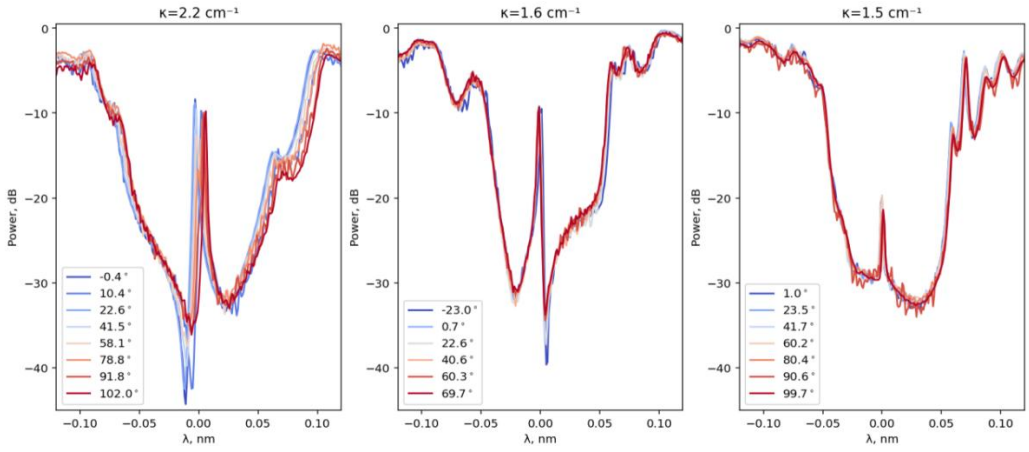


Рис. 1. Спектры пропускания ВБР с π-сдвигом разной силы при облучении линейно поляризованным светом. Разным цветам соответствуют разные углы между поляризацией света и некоторым направлением внутри решетки.

В Таблице 1 указаны значения спектрального расстояния Δλ между двумя поляризационными пиками резонансов ВБР с π-сдвигом в зависимости от силы решетки. Отметим, что решетки большей силы записываются с помощью импульсов с большей энергией, что, по всей видимости, приводит к большей анизотропии индуцированного дефекта и, как следствие, к разности в показателях преломления между двумя поляризациями.

Таблица 1. Зависимость Δλ от κ

κ, $см^{-1}$	2.2	1.6	1.5
Δλ, пм	9	3	2

Представленные резонаторы записаны в активном волокне, легированном ионами эрбия. Несмотря на наличие двух поляризационных пиков в спектрах резонаторов, при накачке на длине волны 976 нм с помощью полупроводникового лазера у всех представленных резонаторов наблюдается стабильная генерация одной линейно поляризованной моды.

Литература

[1] A.M. Smirnov, A.V. Dorofeenko et al, *Сборник трудов конференции «International Conference on Advanced Laser Technologies (ALT)»* **25**, 126-126 (2025)
[2] А.С. Шикин, А.М. Смирнов и др, *Фотон-экспресс.* **6**, 441-442 (2023)
[3] N. Jovanovic, J. Thomas et al, *Optics Express*, **17**, 6082-6095 (2009)

Особенности генерации волоконных РОС-лазеров с двумя π-шифтами в структуре резонатора

Д.К. Высоких[1,2], **Я.Л. Поздняк**[2,3], **А.С. Шикин**[3], **А.В. Дорофеенко**[1,2,3], **О.В. Бутов**[3,*]

[1] *Институт теоретической и прикладной электродинамики РАН*
[2] *Московский физико-технический институт*
[3] *Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН*
[*] *E-mail: obutov@mail.ru*

DOI:10.31868/RFL2026.72-73

Одночастотные волоконные лазеры с узкой полосой генерации представляют значительный интерес. Во многих случаях такие структуры являются лазерами с распределённой обратной связью (РОС-лазерами) на основе брэгговской решётки, содержащей фазовые сдвиги (π-шифты). Фазовый сдвиг, равный половине периода, необходим для формирования лазерной моды. Современное развитие волоконно-оптических технологий позволяет создавать волоконные брэгговские резонаторы на основе всё более сложных структур, включающих два π-шифта и более.

В настоящей работе мы рассматриваем симметричный РОС-лазер с двумя π-шифтами (Рис. 1). Мы сравниваем два случая: (1) когда параметры системы далеки от особой точки и допустимо приближение «холодного» резонатора (в котором структура мод не зависит от накачки), и (2) когда система находится вблизи особой точки. Особая точка — это точка на плоскости параметров системы, в которой две собственные частоты и соответствующие им собственные векторы совпадают. Для анализа поведения системы в первом случае используется гибридная модель, недавно предложенная в работе [1].

При изменении параметров резонатора (в рассматриваемом нами случае увеличивается расстояние между π-шифтами) система может оказаться вблизи особой точки. Тогда зависимости частот двух мод от мощности накачки будут иметь нетривиальный вид (Рис. 2а). Для расчёта этих зависимостей, лазерных кривых, а также других параметров системы мы применяем новую модель, ключевой особенностью которой является учет перестройки структуры мод поля. В отличие от традиционных подходов, где моды считаются фиксированными, в данной работе вариации параметров среды (изменения инверсий населённостей в процессе генерации) непосредственно влияют на собственные частоты и векторы мод.

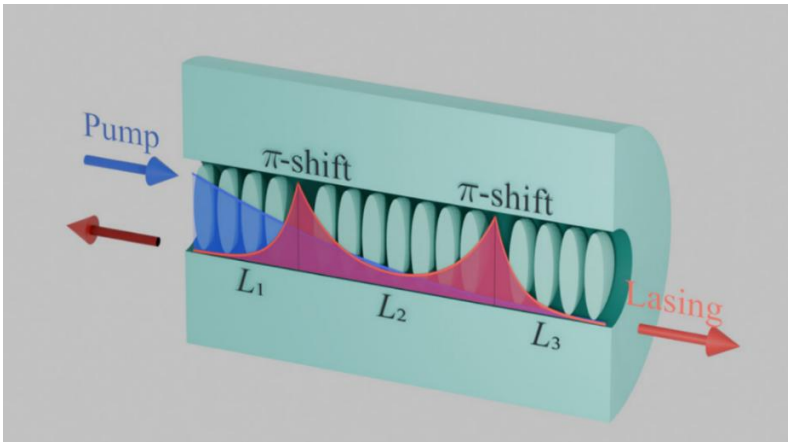
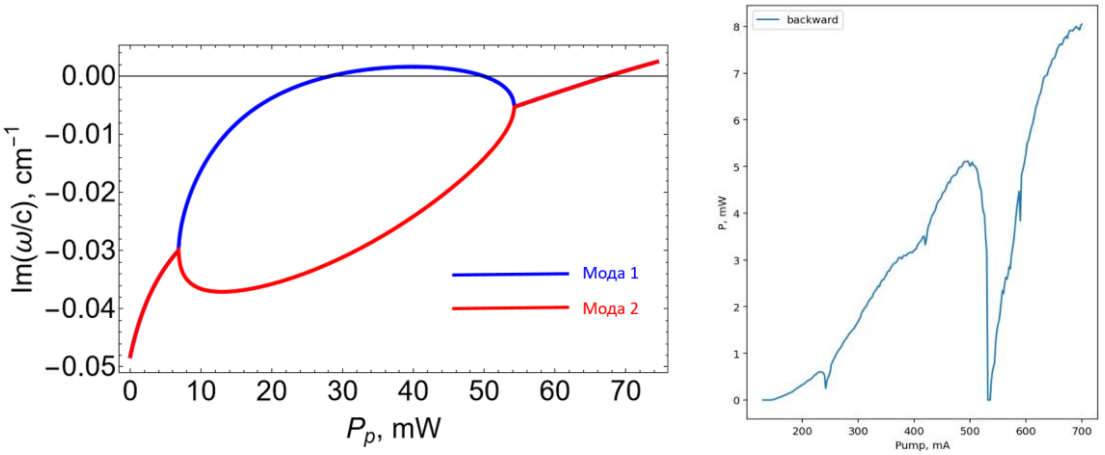


Рис. 1. Пример волоконного РОС-лазера с неоднородным распределением накачки (синяя кривая) в волоконном резонаторе и распределением поля в генерирующей моде (красная кривая).

Зависимости мнимых частей частот двух мод, $\mathrm{Im}\,\omega_1$ и $\mathrm{Im}\,\omega_2$, от мощности накачки были рассчитаны в линейном приближении, когда не учитывается влияние поля на параметры усиливающей среды. Положительные значения $\mathrm{Im}\,\omega$ соответствуют экспоненциальному возрастанию амплитуды поля со временем, т.е. лазерной генерации. В этом случае необходимо учитывать нелинейность, которая ограничивает амплитуду лазерной моды и делает $\mathrm{Im}\,\omega$ равным нулю.

Положение графика на Рис. 2а относительно нуля по оси ординат зависит от добротности резонатора. При ее уменьшении, например, при сокращении длины решетки с сохранением расстояния между π-шифтами, мнимые части частот сдвигаются вниз, что позволяет реализовать режим срыва генерации одной моды за счет взаимодействия с другой. Для наблюдения этого эффекта в активном волокне, легированном ионами эрбия, были изготовлены образцы волоконных брэгговских решеток, содержащих два π-шифта. Для записи решеток использовался метод прямой поточечной записи с помощью излучения фемтосекундного лазера [2]. Измерения показали предсказанный теорией срыв генерации при возрастании мощности накачки (Рис. 2б).



(а) (б)

Рис. 2. Зависимость мнимых частей частот двух лазерных мод от мощности входной накачки (а), а также измеренная мощность генерации в изготовленном образце волоконного лазера с резонатором, включающем два π-шифта.

Работа выполнена при поддержке Фонда развития теоретической физики и математики «БАЗИС», грант № 24-1-1-49-1

Литература

[1] D.K. Vysokikh, A.V. Dorofeenko et al, *Phys. Rev. A* **112**, 053508 (2025)
[2] D.V. Przhiialkovskii, O.V. Butov, *Results Phys.* **30**, 104902 (2021)

Исследование двойного резонанса и генерации ВРМБ в кольцевом волоконном резонаторе с сохранением поляризации

И.С. Паняев[1,*], **П.А. Итрин**[1], **Д.П. Качалкин**[1], **М.В. Прибылов**[1], **А.И.Абанин**[1], **Д.А. Коробко**[1], **А.А. Фотиади**[1,2]

[1] *Ульяновский государственный университет*
[2] *Физико-Технический Институт РАН им. А.Ф. Иоффе*
[*] *E-mail: paniaevis@ulsu.ru*

DOI:10.31868/RFL2026.74-75

Источники узкополосного высококогерентного излучения с низким уровнем фазового шума востребованы в когерентных оптических измерениях, микроволновой фотонике и системах оптического мониторинга, включая распределённые волоконно-оптические датчики различного типа [1]. Одним из перспективных подходов к созданию таких источников является использование вынужденного рассеяния Мандельштама–Бриллюэна (ВРМБ) в волоконных кольцевых резонаторах. Благодаря малой спектральной ширине бриллюэновского усиления стоксова компонента может обладать существенно меньшей шириной линии по сравнению с излучением накачки. Такая возможность особенно важна при объединении бриллюэновской генерации с эффектом захвата частоты полупроводникового лазера внешним волоконным резонатором [2].

Хотя ВРМБ относится к наиболее низкопороговым нелинейным эффектам в оптическом волокне, при уменьшении длины волокна эффективная длина взаимодействия света со средой сокращается, что приводит к росту требуемой мощности накачки. Это ограничение может быть компенсировано использованием короткого отрезка волокна в составе высокодобротного кольцевого резонатора, где многократная циркуляция излучения увеличивает эффективную длину взаимодействия. Дополнительное снижение порога достигается при выполнении условия двойного резонанса, когда как излучение накачки, так и встречная стоксова компонента, сдвинутая относительно накачки на частоту Бриллюэна n_B ~ 11 ГГц, одновременно совпадают с собственными модами резонатора. В таком режиме становится возможной генерация ВРМБ в коротких волоконных резонаторах длиной менее 10 м при сохранении мощности накачки в милливаттном диапазоне.

В данной работе исследовалась генерация ВРМБ в высокодобротных волоконных кольцевых резонаторах двух различных конфигураций, полностью собранных на основе волокна с сохранением поляризации (Рис. 1(а)). В обоих случаях длина волоконного участка резонатора составляла 2,9 м. В качестве источника накачки использовался узкополосный перестраиваемый лазер Santec TSL-550-C, излучение которого усиливалось эрбиевым волоконным усилителем и вводилось в кольцевой резонатор. Длина волны накачки перестраивалась в диапазоне 1520–1570 нм. Встречная стоксова компонента ВРМБ выводилась через оптический циркулятор и регистрировалась фотодетектором. Использование PM-волокна позволило исключить необходимость поляризационной подстройки в ходе эксперимента, снизить влияние поляризационных флуктуаций и обеспечить воспроизводимость результатов при многократном сканировании частоты лазера накачки.

В первой конфигурации резонатор был сформирован путём сварки концов волоконного ответвителя с коэффициентом деления 99/1 при сохранении ориентации поляризационных осей. В этом случае при сканировании длины волны накачки были выявлены пять чётко разделённых спектральных областей бриллюэновской

генерации с центрами на длинах волн 1524,6; 1533,3; 1543,4; 1553,8 и 1563,5 нм (Рис. 1(б)). Средний интервал между соседними областями составил около 10 нм, что соответствует изменению частоты бриллюэновского сдвига на величину области свободной дисперсии резонатора, равную приблизительно 70 МГц, и подтверждает резонансный характер наблюдаемой генерации. Пороговая мощность накачки не превышала 40 мВт, что хорошо согласуется с теоретическими оценками для режима двойного резонанса. Каждая спектральная область генерации содержала набор резонансных пиков, соответствующих продольным модам кольцевого резонатора. Радиочастотный анализ сигнала ВРМБ показал наличие пяти максимумов в диапазоне 10,74–11,02 ГГц, что отражает изменение бриллюэновского частотного сдвига в исследуемом спектральном диапазоне.

Во второй конфигурации кольцевой волоконный резонатор был сформирован сваркой концов того же ответвителя с поворотом на 90°. В контексте настоящей работы она рассматривается как перспективная платформа для получения стабильной двухчастотной генерации при накачке стандартным полупроводниковым РОС-лазером. Регистрация биений между компонентами накачки и Стокса на высокоскоростном фотодиоде позволяет получить радиочастотный сигнал с частотой, определяемой бриллюэновским сдвигом в волокне. Такой подход перспективен для создания компактных двухчастотных высококогерентных источников для микроволновой фотоники, когерентных измерительных систем и распределённого волоконно-оптического мониторинга, включая BOTDA-системы.

Полученные результаты показывают, что в коротких PM-волоконных кольцевых резонаторах генерация ВРМБ имеет выраженный резонансный характер и реализуется в отдельных спектральных областях, определяемых совместным выполнением условий резонанса для накачки и стоксовой волны [3].

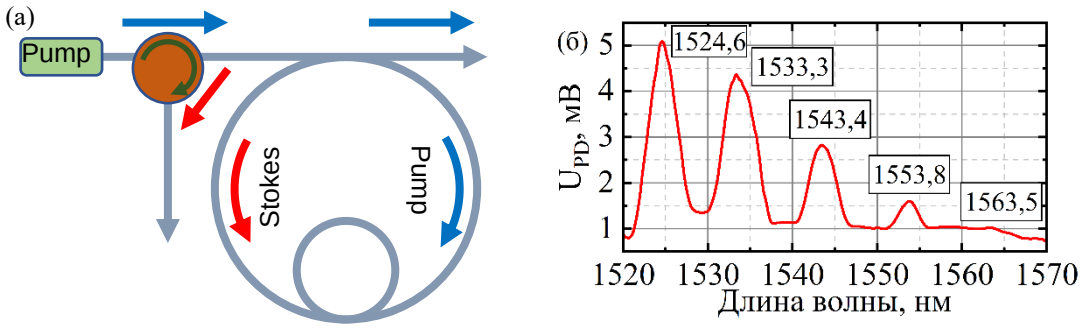


Рис. 1. (а) Схема генерации ВРМБ в кольцевом волоконном резонаторе, (б) спектр генерации ВРМБ, полученный при сканировании длины волны накачки.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда, грант № 23-79-30017, грант № 25-72-10174.

Литература

[1] A.T. Turov et al, *Sensors* **25**, 7225 (2025)
[2] V.V. Spirin et al, *Optics Express* **28**, 37322-37333 (2020)
И.С. Паняев и др, *Приборы и Техника Эксперимента: принято к публикации.*

Метод линий высокого порядка для моделирования нестационарной динамики встречных волн в волоконных лазерных системах

И.С. Чеховской[1,2,*], О.С. Сидельников[1], Д.С. Харенко[1,3], А.А. Редюк[1]

[1] Новосибирский государственный университет, г. Новосибирск, Россия
[2] Федеральный исследовательский центр информационных и вычислительных технологий, г. Новосибирск, Россия
[3] Институт автоматики и электрометрии СО РАН, г. Новосибирск, Россия
[*]E-mail: i.s.chekhovskoy@nsu.ru

DOI:10.31868/RFL2026.76-77

Численное моделирование встречных волн возникает при описании волоконных лазеров, усилителей и резонаторных схем, в которых оптическое излучение распространяется в обе стороны вдоль одного и того же волоконного участка. Такая постановка естественна для лазерных резонаторов, распределенных усилителей, систем с обратными отражениями, а также для процессов вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР) и вынужденного рассеяния Мандельштама-Бриллюэна (ВРМБ). В стационарных или квазистационарных режимах часто достаточно балансных уравнений для средних мощностей, однако при коротких импульсах, конечных входных сигналах, шумовой затравке и быстром изменении распределенного взаимодействия требуется рассчитывать полную временную динамику полей.

Один из прямых способов решения таких задач связан с методом линий: пространственная координата дискретизируется, а время остается непрерывной переменной. Этот подход уже использовался для нестационарных уравнений ВРМБ в волокне [1]. Другой возможный путь к описанию встречных волн в волоконном резонаторе состоит в итерационном расчете последовательных обходов лазерного резонатора; такой подход был применен, например, для моделирования непрерывного Yb-волоконного лазера с сильной нелинейной внутрирезонаторной динамикой [2]. В настоящей работе рассматривается развитие метода линий как прямого численного инструмента для совместного расчета прямой и обратной волн на общей пространственной сетке.

В используемой постановке прямая волна задается граничным условием на левом конце волокна, а обратная волна — на правом конце (Рис. 1). После дискретизации по продольной координате z получается большая система обыкновенных дифференциальных уравнений (ОДУ) по времени. Для аппроксимации пространственных производных в методе нами предлагается применять конечно-разностные шаблоны 8-го порядка, причем вблизи концов волокна использовать односторонние граничные шаблоны, что позволяет сохранить физически прозрачную постановку граничных условий, а также устойчивость численной схемы. Полученная система интегрируется адаптивным решателем переменного порядка (до 5-го включительно) LSODA (Livermore Solver for Ordinary Differential Equations with Automatic method switching), который автоматически переключается между методами Адамса и методами Гира для нежестких и жестких участков динамики.

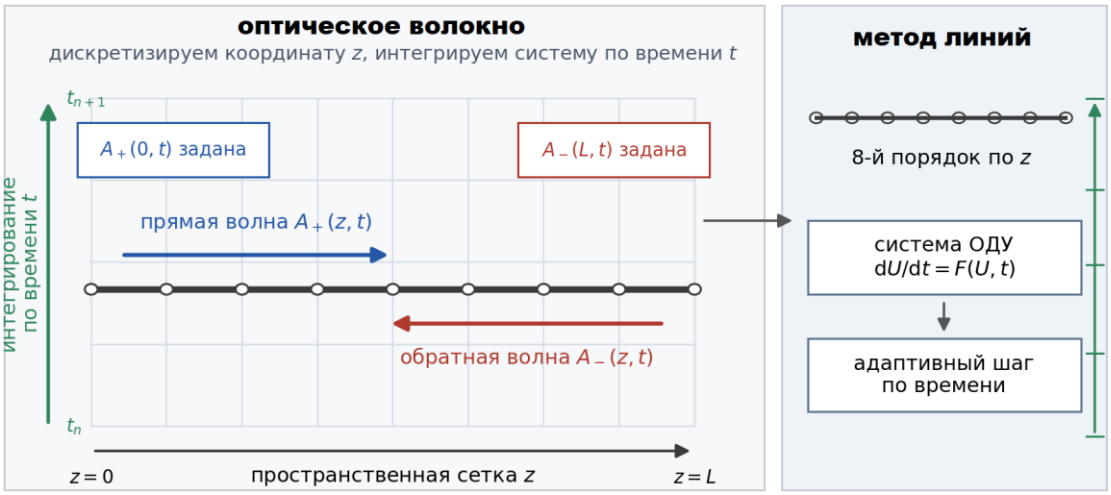


Рис. 1. Схема метода линий для моделирования нестационарной динамики встречных волн.

В правой части системы ОДУ могут учитываться линейные потери, распределенное усиление и его насыщение, локальная нелинейная связь прямой и обратной волн, рамановские (ВКР) и бриллюэновские (ВРМБ) члены, а также заданные шумовые или затравочные источники. Поэтому такая схема применима не только к частным задачам ВРМБ, но и к более широкому классу волоконных лазерных систем. В частности, она может быть полезна при моделировании рамановских усилителей и каскадов преобразования длины волны, предназначенных для получения мощных фемтосекундных импульсов в спектральных диапазонах, удобных для многофотонной микроскопии и нелинейной эндоскопии.

Важное преимущество метода состоит в том, что встречные поля рассчитываются одновременно в единой лабораторной системе координат. Это позволяет явно прослеживать распространение переходных процессов вдоль волокна и не сводить задачу к стационарному балансу мощностей. При этом адаптивный интегратор выбирает малые шаги по времени в областях быстрой перестройки полей и увеличивает шаг на гладких участках эволюции. Такой подход удобен для проверки применимости упрощенных моделей и для анализа режимов, в которых распределенное взаимодействие волн, шум и граничные условия на разных концах волокна существенно влияют на результат.

В качестве тестовых задач были рассмотрены режимы трехволнового взаимодействия в рамках моделирования ВРМБ с прямой и обратной оптическими волнами и распределенной вспомогательной переменной, описывающей акустические колебания в волокне. Проверка показала, что в стационарном пределе расчет согласуется с балансными уравнениями, а в нестационарном случае позволяет получать пространственно-временные карты полей. Дальнейшее развитие метода связано с его применением к более сложным моделям волоконных лазеров, усилителей и нелинейных преобразователей излучения.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 25-61-00010, https://rscf.ru/project/25-61-00010/.

Литература

[1] F.S. Gökhan, G.W. Griffiths et al, *J. Europ. Opt. Soc. Rap. Public.* **8**, 13049 (2013)

[2] S.K. Turitsyn, A.E. Bednyakova et al, *Opt. Express* **19**, 8394-8405 (2011)

Численный алгоритм для расчёта многосердцевинных световодов с флуктуациями коэффициента преломления с учётом насыщения усиления

Г.А. Патрин[1,2,*], **И.С. Чеховской**[1,2], **О.В. Штырина**[1], **М.П. Федорук**[1]

[1]*Новосибирский государственный университет*
[2]*Федеральный исследовательский центр информационных и вычислительных технологий*
[*]*E-mail: g.a.patrin.pdl@gmail.com*

DOI:10.31868/RFL2026.78-79

Многосердцевинное оптическое волокно (Multi-Core Fiber – MCF) может использоваться в телекоммуникационных системах для пространственного уплотнения каналов, а также в волоконных лазерах и устройствах управления излучением для преодоления нелинейных ограничений мощности отдельных сердцевин и достижения новых режимов генерации путём использования дополнительных степеней свободы. Учёт линейных потерь и насыщения усиления при моделировании таких волоконно-оптических систем позволяет MCF выступать, например, в качестве устройства синхронизации мод или усиливающей среды, что расширяет возможности его применения [1]. Критическое влияние на поведение импульсной динамики в многосердцевинных волокнах могут оказывать флуктуации показателя преломления, нарушая фазовый синхронизм между соседними сердцевинами и искажая спектральные характеристики сигнала. Таким образом, учёт вышеупомянутых эффектов может существенно влиять на характер динамики излучения при моделировании волоконно-оптических систем на основе MCF.

Из-за различия показателей преломления сердцевины и оболочки, многосердцевинное волокно можно рассматривать, как дискретную физическую систему [2]. Таким образом, распространение электромагнитного поля в MCF может быть описано системой нелинейных уравнений Шрёдингера (НУШ), в которой каждое из уравнений описывает динамику распространения излучения в отдельной сердцевине, а перекрёстные связи между сердцевинами учитываются линейно. Тогда уравнение для p-й сердцевины записывается следующим образом:

$$\frac{\partial A_p}{\partial z} = i\delta n_p k A_p - i\frac{\beta_{2,p}}{2}\frac{\partial^2 A_p}{\partial t^2} + i\gamma_p\left|A_p\right|^2 A_p + \sigma_p A_p + i\left(k + \frac{in_p}{c}\frac{\partial}{\partial t}\right) J\sum_{q=1}^{N}\mathbf{C}_{1,q}\,A_q, \quad (1)$$

где p-е уравнение характеризует прохождение сигнала по p-й сердцевине. $A_p(t,\,z)$ – комплексная огибающая волнового пакета, $\delta n_p(z)$ – вариация показателя преломления, $n_p(z) = n_p^{\text{eff}} + \delta n_p(z)$ – точное значение показателя преломления, $\beta_{2,p}$ – коэффициент дисперсии групповых скоростей, γ_p – коэффициент нелинейности Керра, $\sigma_p = \frac{g_p(z)}{2} - \frac{\alpha_p}{2}$, α_p – коэффициент линейных потерь, $g_p(z) = \frac{g_p^0}{1+E_p(z)/E_{sat}^p}$ – коэффициент насыщенного усиления, g_p^0 – коэффициент линейного усиления, E_{sat}^p – энергия насыщения, $E_p(z) = \int\left|A_p(t,\,z)\right|^2 dt$ – энергия сигнала, J – величина интеграла перекрытия, перекрёстные связи учитываются линейно с

помощью нормированной матрицы $\mathbf{C}$. В общем случае для каждого уравнения коэффициенты НУШ индивидуальны и обозначены соответствующим индексом *p*.

Для моделирования неконсервативной динамики оптического сигнала в условиях флуктуации показателя преломления вдоль оси распространения в многосердцевинных световодах с произвольным расположением сердцевин был разработан эффективный численный алгоритм. Его особенностью является второй порядок сходимости по пространственной координате и экспоненциальная скорость сходимости по времени, ранее для такой модели распространения не было представлено численных методов с аналогичными характеристиками. Поскольку в дальнейшем планируется моделирование импульсной динамики в MCF с небольшим числом сердцевин (до 7), а также ввиду повышенных требований к устойчивости из-за флуктуаций показателя преломления, предпочтение было отдано разработке алгоритма на основе Фурье метода расщепления по физическим процессам (SSFM) по схеме Стренга.

Предложенный алгоритм был использован для исследования влияния флуктуаций показателя преломления на такие характеристики динамики оптического излучения в семисердцевинном волокне как например длину равнораспределения мощности, вызванную нарушением фазового синхронизма между сердцевинами, и спектральные свойства. В работе также продемонстрированы свойства разработанного алгоритма.

Работа Патрина Г.А. (численное моделирование), Чеховского И.С. (анализ результатов) и Федорука М.П. (постановка задачи) была выполнена при поддержке проекта РНФ №20-11-20040, https://rscf.ru/project/20-11-20040/. Теоретическое исследование выполнено Штыриной О.В. при поддержке государственного задания на проведение фундаментальных исследований FSUS-2025-0010.

Литература

[1] C. Barnard, P. Myslinski et al, *IEEE J. Quantum Electron.* **30**, 1817–1830 (1994)
[2] I. S. Chekhovskoy et al, *Physical Review A.* **94**, 1–10 (2016)

Численное моделирование усиления сигнала в многомодовом градиентном волокне с продольным увеличением диаметра сердцевины

О.С. Сидельников[1*], Е.В. Подивилов[2], С.А. Бабин[2], М.П. Федорук[1]

[1] *Новосибирский государственный университет*
[2] *Институт автоматики и электрометрии СО РАН*
[*] *E-mail: o.sidelnikov@g.nsu.su*

DOI:10.31868/RFL2026.80-81

Многомодовые волокна с градиентным профилем показателя преломления в настоящее время активно исследуются как среда для управления пространственным распределением излучения и формирования пучков высокого качества [1]. Одним из перспективных направлений является разработка волоконных усилителей с продольным изменением поперечного размера, в которых изменение размеров сердцевины и оболочки влияет как на пространственную эволюцию сигнала, так и на распределение и поглощение накачки [2]. В данной работе с помощью численного моделирования исследуется совместное распространение сигнала и сонаправленной накачки в многомодовом градиентном волокне с продольным увеличением размеров сердцевины и оболочки.

Рассматривалось многомодовое волокно длиной 10 м, состоящее из квадратной оболочки с постоянным показателем преломления и круглой градиентной сердцевины. Сторона оболочки и радиус сердцевины изменялись линейно вдоль волокна, увеличиваясь соответственно от 100 до 150 мкм и от 16,5 до 25 мкм. По сердцевине распространялась волна сигнала на длине волны $\lambda_S = 1064$ нм, а по оболочке — накачка на длине волны $\lambda_P = 975$ нм.

В численной модели решалась связанная система параксиальных уравнений для комплексных огибающих сигнала и сонаправленной накачки, нормированных на локальные интенсивности. Дифракция и волноводное распространение описывались поперечным оператором и профилем показателя преломления, изменяющимся вдоль волокна. Усиление сигнала и поглощение накачки в допированной иттербием сердцевине учитывались с помощью насыщаемых коэффициентов, зависящих от интенсивностей обеих волн. Явное моделирование поля накачки позволяло учитывать его пространственную эволюцию и истощение при распространении. Начальные поля сигнала и накачки задавались гауссовыми пучками. Мощность затравочного сигнала составляла 15 мВт при радиусе 3.1 мкм по уровню e^{-1}. Начальный радиус пучка накачки составлял 50 мкм, а входная мощность варьировалась в численных экспериментах от 1 до 50 Вт. Уравнения распространения решались численно с помощью симметричного метода расщепления по физическим процессам. На линейном шаге с помощью двумерного преобразования Фурье учитывалась дифракция, а на нелинейном — волноводный вклад, связанный с профилем показателя преломления, а также насыщаемое усиление сигнала и поглощение накачки.

Для оценки влияния продольного изменения геометрии сравнивались две конфигурации волокна длиной 10 м. В прямом волокне сторона оболочки и радиус сердцевины оставались постоянными и составляли 100 и 16,5 мкм соответственно. Во второй конфигурации эти размеры линейно увеличивались вдоль направления распространения до 150 и 25 мкм. Сравнение проводилось при одинаковых параметрах активной среды, входного сигнала и накачки, что позволяло выделить

влияние расширения сердцевины и оболочки на пространственную эволюцию полей и эффективность усиления сигнала.

На Рис. 1 (слева) представлена зависимость выходной мощности сигнала от входной мощности накачки для прямого волокна и волокна с продольным увеличением размеров сердцевины и оболочки. В обоих случаях выходная мощность сигнала монотонно возрастает с увеличением мощности накачки, однако для расширяющегося волокна усиление оказывается заметно более эффективным. Различие между двумя конфигурациями увеличивается с ростом мощности накачки: при входной мощности 50 Вт выходная мощность сигнала составляет около 40 Вт в расширяющемся волокне и около 26 Вт в прямом. Более высокое усиление может быть связано с увеличением площади активной сердцевины вдоль волокна и изменением пространственного перекрытия полей сигнала и накачки. В результате в расширяющемся волокне большая доля энергии накачки переходит в энергию сигнала.

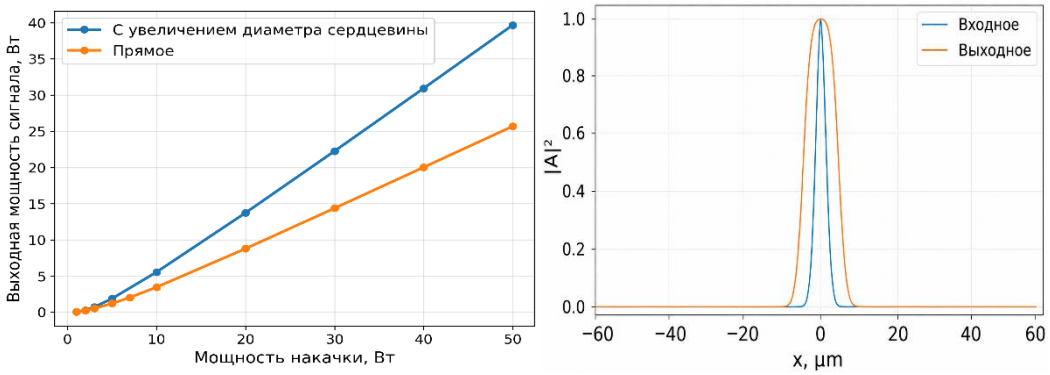


Рис. 1. Зависимость выходной мощности сигнала от входной мощности накачки для прямого волокна и волокна с продольным увеличением диаметра сердцевины (слева) и нормированные поперечные распределения интенсивности сигнала на входе и выходе волокна при мощности накачки 50 Вт (справа).

На Рис. 1 (справа) представлены нормированные поперечные распределения интенсивности сигнала на входе и выходе волокна с продольным увеличением размеров сердцевины и оболочки при мощности накачки 50 Вт. При распространении на длине 10 м пучок сигнала заметно уширяется, что обусловлено постепенным увеличением радиуса градиентной сердцевины и соответствующим изменением поперечного масштаба поддерживаемых мод. При этом выходное распределение сохраняет гладкую одновершинную форму, а сигнал остается локализованным в центральной области сердцевины. Таким образом, продольное расширение волокна приводит к увеличению эффективного размера пучка без существенного искажения его пространственного профиля.

Таким образом, проведенное моделирование показывает, что продольное увеличение размеров сердцевины и оболочки многомодового активного волокна приводит к уширению пучка сигнала при сохранении его одновершинного пространственного профиля и одновременно повышает эффективность усиления.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 25-61-00010, https://rscf.ru/project/25-61-00010/.

Литература

[1] S.A. Babin et al, *Sci. Rep.* **11**, 21994 (2021)
[2] X. Cao et al., *Opt. Express.* **31**, 5507–5518 (2023)

Усиление излучения 7-сердцевинного волоконного лазера с помощью многомодового тейперированного градиентного световода

А.Г. Кузнецов[1,*], **С.А. Бабин**[1,2]

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

DOI:10.31868/RFL2026.82-83

Многосердечные волокна (multicore fiber – MCF) в настоящее время считаются перспективными световодами для мощных волоконных лазеров и усилителей. Они могут способствовать снижению влияния нелинейных эффектов, таких как самофокусировка луча, модовая нестабильность, модуляционная неустойчивость, вынужденное комбинационное рассеяние и другие. [1]. Используя известные методы когерентного сложения [2], генерируемые пучки могут быть эффективно объединены в один высококачественный выходной пучок. Необходимая фазово-временная синхронизация пучков разных сердцевин может быть реализована либо с помощью внешних оптических элементов, либо с помощью внутренней оптической связи между сердцевинами, что значительно уменьшает сложность управления системой. Существует также и дополнительная задача, заключающаяся в усилении сигнала многосердцевинного лазера. Одним из претендентов на роль усилителя является активное тейперированное волокно с двойной световедущей оболочкой, легированное ионами иттербия. Данные усилители уже были опробованы для усиления различных типов сигнала, например, в [3] было продемонстрировано усиление диссипативных солитонов с помощью тейпера со ступенчатым показателем преломления, а в [4] описывалось усиление одночастотного сигнала с помощью градиентного тейперного усилителя.

В данной работе нами исследуется возможность усиления сигнала 7 сердцевинного волоконного лазера многомодовым градиентным тейперным усилителем, легированным ионами Yb. 7-сердцевинный лазер был построен с использованием массива высоко-отражающих волоконных брэгговских решеток (ВБР), записанных методом поточечной фемтосекундной фотомодификации [5]. Выходное излучение 7 сердцевинного лазера мощность 250 мВт заводилось в узкий конец тейперированного активного волокна, в то время как с широкого конца заводилась накачка от многомодового лазерного диода. При мощности накачки тейпера 50 Вт, мощность усиленного сигнала составила 25 Вт, при этом в ближней зоне поля моды пучки сердцевин замывались и перемешивались друг с другом (Рис. 1.)

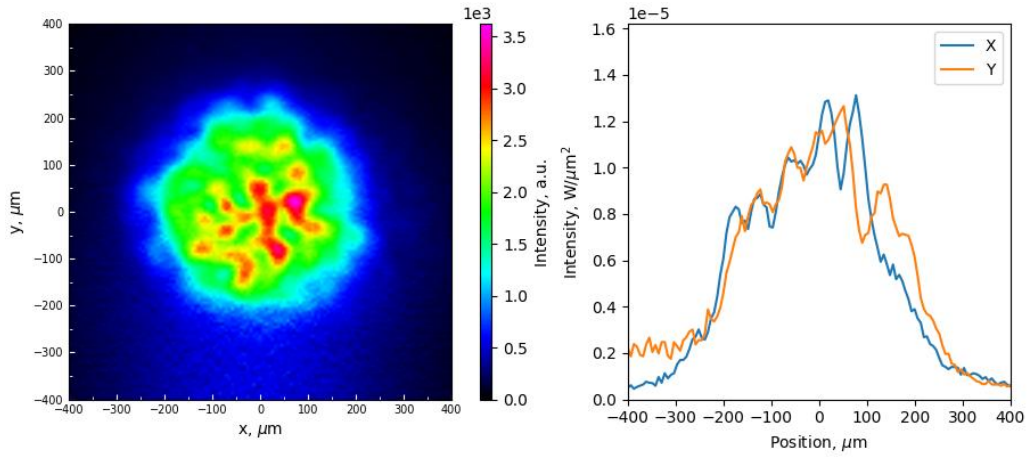


Рис. 1. Профиль усиленного сигнала при выходной мощности 25 Вт

На семинаре будут представлены результаты исследования усиления 7-сердцевинного волокна градиентным тейперированным усилителем, выходные параметры, а также эффекты перемешивания мод в процессе распространения сигнала по градиентному усилителю.

Работа выполнена при частичной поддержке гранта РНФ (21-72-30024-П).

Литература

1. C. Jauregui, J. Limpert et al, *Nature Photonics* **7**, 861–867 (2013)
2. A.A. Brignon, Coherent Laser Beam Combining, *Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA* (2013).
3. A.G. Kuznetsov, D.S. Kharenko et al, *Quantum Electronics* **48**, 1105 (2018)
4. A.G. Kuznetsov, M.I. Skvortsov et al, *33rd Annual International Laser Physics Conference* **3285**, 012008 (2025)
5. A.G. Kuznetsov, A.A. Wolf, *Opt. Lett*. **48**, 3603-3606 (2023)

Мощный >1 кВт непрерывный волоконный одномодовый линейно-поляризованный лазер на 1072 нм узкополосного излучения

А.А. Сурин[1,*], В.П. Суровцева[1], Я.Д. Райков[2]

[1] *ООО "ВПГ Лазеруан", Фрязино, Россия*
[2] *Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), Москва, Россия*

[*] *E-mail: aSurin@vpglaserone.ru*

DOI:10.31868/RFL2026.84-85

Для многих применений, в том числе для металлообработки, необходимы источники непрерывного лазерного излучения высокой мощности [1,2]. В частности, в мире продолжает активно развиваться тематика аддитивных технологий [3]. Среди прочих материалов, из которых интересно осуществлять лазерную 3D-печать, – является медь. Но медь относится к цветным высокоотражающим металлам – и 3D-печать с помощью привычных для технологии 3D-печати ИК-лазеров в этом случае затруднительна из-за низкого поглощения, поэтому для 3D-печати медных изделий применяют видимое излучение, где у меди повышенное поглощение [4]. В частности, осуществляют печать мощным зелёным излучением [5]. Генерацию мощного зелёного излучения можно получить путём генерации второй гармоники [6], для чего потребуется мощное излучение ИК лазера накачки. В этом случае для эффективного преобразования во вторую гармонику излучение накачки должно быть линейно-поляризованным и обладать достаточно узкой спектральной линией, чтобы она была *уже* спектрального синхронизма генерации второй гармоники. Создание такой мощной непрерывной накачки для последующей генерации второй гармоники и было целью данной работы.

В ходе работы нами был разработан непрерывный полностью волоконный мощный линейно поляризованный одномодовый лазер (YLR-1070-1000-LP) на длину волны 1072 нм. Оптическую схему лазера можно представить как типовую MOPA (Master Oscillator Power Amplifier) схему (Рис. 1). Весь оптический тракт, как усилитель, так и задающий лазер, собран на волокне, поддерживающем поляризацию (типа «панда»). Отличительной особенностью в данном случае от типовых решений (как правило, в качестве задающих лазеров используют либо DFB лазеры, либо иттербиевые волоконные лазеры [6,7]) является атипичный задающий лазер. В нашей работе оригинальным решением является именно использование в качестве задающего лазера – непрерывного линейно поляризованного волоконного ВКР лазера RLM-1072-50-LP на сигнальную длину волны -1072 нм, разработанного и произведённого в ООО «ВПГ Лазеруан» по разработанной ранее оптической схеме, аналогично как в работе [7], с узким спектром: 0.2 нм по уровню -3 дб при выходной мощности до 50 Вт. Такое решение обеспечивает полную оптическую развязку задающего и усилителя и не требует дополнительных оптических изоляторов. Несмотря на то, что в составе ВКР лазера присутствует иттербиевый лазер накачки на 1030 нм – YLM-1030-100-LP – ещё один продукт компании ООО «ВПГ Лазеруан» - линейно поляризованный непрерывный волоконный одномодовый лазер с выходной оптической мощностью до 100 Вт на длине волны 1030 нм, между пассивным резонатором ВКР лазера и его накачкой имеется WDM-1030-1072 – волоконный объединитель/разъединитель каналов, который не даёт проникнуть сигнальному излучению на 1072 нм ВКР лазера в резонатор иттербиевой

накачки, тем самым защищая иттербиевую накачку и от влияния мощного выходного усилителя.

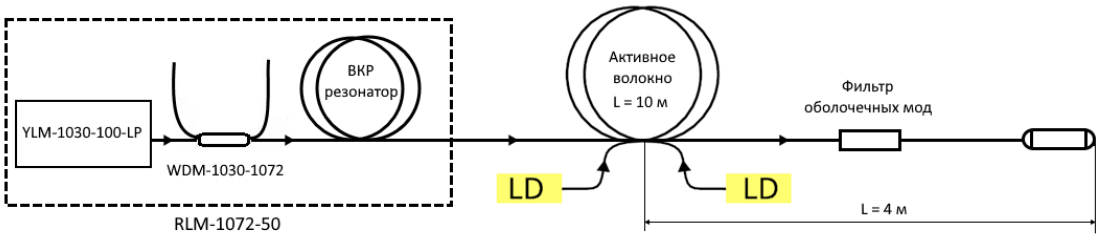


Рис. 4. Оптическая схема волоконного непрерывного одномодового лазера на 1072 нм мощностью 1 кВт.

В результате в такой оптической схеме нами было получено усиление исходного непрерывного сигнала с 50 Вт до 1000 Вт. Дифференциальная эффективность нашего усилителя превышала 80 %. На рисунке 2 представлены примерная ватт-ваттная характеристика выходного сигнала от мощности диодной накачки (рисунок 2а) и пример выходного спектра (Рис. 2б).

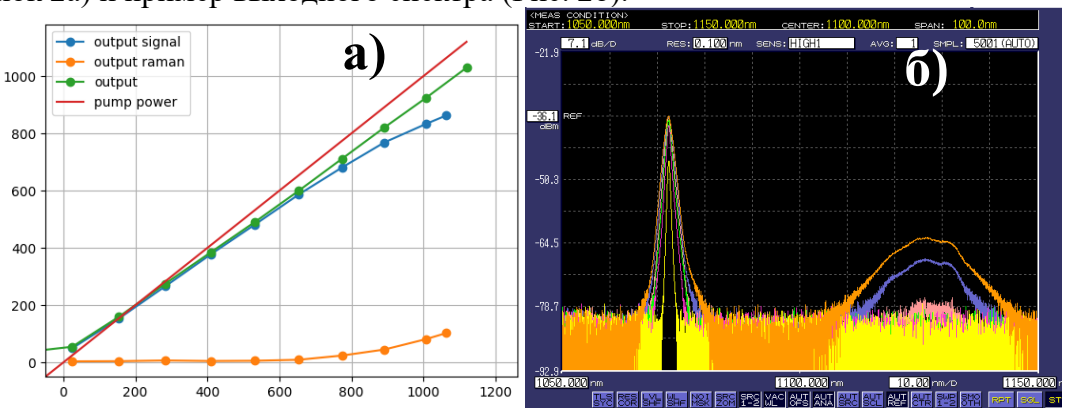


Рис. 5. А) Ватт-ваттная характеристика выходного сигнала от мощности диодной накачки, б) пример выходного спектра.

Главным ограничивающим фактором максимальной достижимой мощности усиленного сигнала является вынужденное комбинационное рассеяние (ВКР), что видно на выходном спектре (рисунок 2б). Характер развития также представлен ан рисунке 2а (оранжевая кривая). В дизайне нашего усилителя были применены решения для повышения порога возникновения ВКР.

Литература

[1] V.P. Gapontsev et al, in Technical Summary Digest, Photonics West, San Jose, USA, 5335-32 (2004)
[2] V.P. Gapontsev, L.E. Samartsev, Advanced Solid State Lasers, OSA Proceedings Series **6** (1990)
[3] D.E.P. Klenam et al, Applications in Engineering Science **2,** 100224 (2025)
[4] J. Helm et al, Welding in the World, **64**, 611-622 (2020)
[5] H. Siva Prasa et al, The International Journal of Advanced Manufacturing Technology **107**, 1559-1568 (2020)
[6] V.P. Gapontsev, A. Avdokhin et al, The International Society for Optical Engineering **8964**, 36 (2014)
[7] M.N. Zervas, C.A. Codemard, IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics **20**, 219-241 (2014)
[8] A.A. Surin, A.A. Molkov et al, Quantum Electron. **48**, 1095–1098 (2018)

Nd-полностью волоконный лазер с длиной волны генерации короче 900 нм

С.С. Алешкина[1,*], Д.А. Давыдов[1], В.В. Вельмискин[1], Е.К. Михайлов[1], А.С. Лобанов[2], М.В. Яшков[2], Д.С. Липатов[2], Д.В. Пржиялковский[3], О.В. Бутов[3], М.Е. Лихачев[1]

[1] *Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Научный центр волоконной оптики им. Е.М. Дианова*
[2] *Институт химии высокочистых веществ имени Г.Г. Девятых РАН*
3 Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН
[*] *E-mail: sv_alesh@fo.gpi.ru*

DOI:10.31868/RFL2026.86-87

Развитие Yb волоконных лазерных систем с длиной волны генерации короче 1 мкм подтолкнуло к развитию Nd волоконных лазеров, излучающих в спектральной области около 900 нм. Схожие механизмы генерации позволили перенести опыт Yb систем на Nd источники. В то же время, несмотря на широкую полосу люминесценции ионов Nd, простирающуюся от 850 до 960 нм, большинство исследований относится к диапазону длин волн 915-940 нм. Дело в том, что ионы Nd имеют интенсивную полосу поглощения на длине волны около 880 нм. С уменьшением рабочей длины волны лазерной системы ниже 900 нм соотношение сечений поглощения и излучения ионов Nd увеличивается, что требует всё более высокой инверсии населенности для получения положительного усиления. Поэтому работа в спектральной области короче 900 нм предполагает использование специальных конструкций волоконных световодов и оптимизацию оптических схем. Более того, в данном случае необходимо не только подавить усиленное спонтанное излучение (УСИ) на 1060 нм (осуществляется по четырехуровневой лазерной схеме), но и УСИ на длинах волн 900-950 нм, где так же усиление оказывается выше. Важность разработки таких источников связана с прогрессом и совершенствованием передовых технологий в области медицины (более точное соответствие биологическим "окнам прозрачности"). Реализация этих лазеров является ключевым пунктом в создании дешевых и надежных источников синего и УФ-излучения, необходимых для обработки материалов, литографии и применения в системах подводной связи.

В настоящей работе представлен специальный Nd-волоконный световод с поглощающими Sm-стержнями в оболочке (вставка к Рис. 1). Сердцевина световода имеет диаметр 20 мкм, а квадратная оболочка — сторону 110 мкм. Измеренное поглощение слабого сигнала световода приведено на Рис. 1. На основе специального Nd-световода собрана конструкция полностью волоконного непрерывного лазера с длиной волны генерации 895.4 нм. Схема лазера представлена на Рис. 2а. В качестве источника накачки использован полупроводниковый диод на 808±3 нм. Излучение накачки (Pump) вводилось в стандартный объединитель мощности накачки и сигнала 20/125 (PC), который был подварен к Nd-световоду. С целью обеспечения обратной связи резонатора в схеме была применена волоконная брэгговская решетка (ВБР/FBG), записанная методом поточечной фемтосекундной записи в пассивном волокне 20/125 мкм (коэффициент отражения > 90%). ВБР была подварена к свободному хвосту PC. В качестве полупрозрачного зеркала был использован прямой скол активного волокна. Nd-световод был намотан на катушку диаметром 14 см, что обеспечило подавление генерации нежелательного излучения в области 1064 нм и распространение в сердцевине только «фундаментальной» моды на длине волны сигнала. Непоглощенное излучение

накачки из оболочки было отведено от системы на выходе резонаторной схемы (Clad Pump Stripper, CPS). Со стороны ВБР формировался угловой скол для предотвращения паразитного обратного отражения.

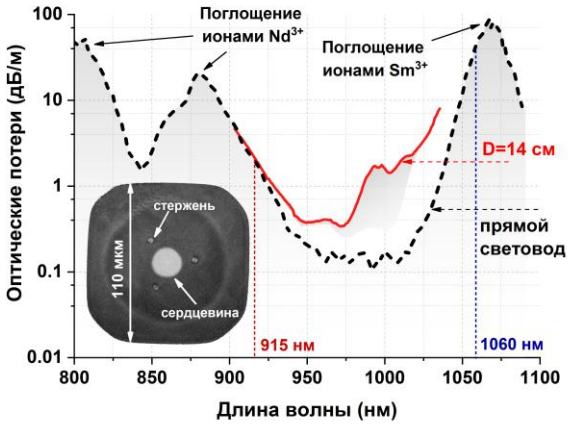


Рис. 1. Измеренный спектр поглощения ионов Nd в случае прямого световода и изогнутого световода с диаметром намотки 14 см, на вставке – изображение торца световода

Вследствие недостаточно высокого коэффициента отражения ВБР пропускала часть излучения сигнала, поэтому измерение сигнала производилось с обоих концов лазерной установки. Сложение этих сигналов ($P_{Forward}$ и $P_{Backward}$) позволяло дать оценку полной эффективности преобразования. Так при длине волокна ~6 м полная эффективность (P_{895}) и эффективность сигнала, измеренная на выходе из прямого торца ($P_{Forward}$), составили 26.5% и 24%, соответственно (Рис 2б). Спектры выходного излучения в прямом (со стороны прямого торца) и обратном (со стороны сильно отражающей ВБР) направлениях при максимальной подводимой мощности накачки 13 Вт, продемонстрированы на Рис. 2в.

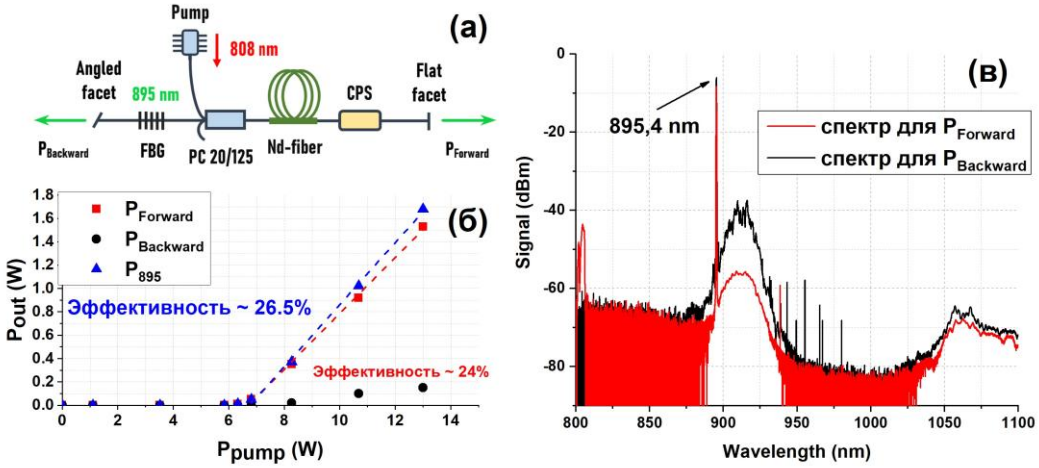


Рис. 2. а - Схема волоконного лазера на 895 нм; б - Зависимость суммарной (P_{895}) мощности усиленного сигнала, мощности сигнала в прямом ($P_{Forward}$) и обратном направлении ($P_{Backward}$) от мощности накачки (P_{pump}) при длине активного волокна ~6 м; в - Выходные спектры, полученные со стороны прямого торца и со стороны сильно отражающей ВБР на 895 нм при максимальной мощности накачки 13 Вт.

Более подробные результаты по генерации Nd-лазера на длинах волн короче 900 нм будут представлены на конференции.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ 25-19-00673

Генерация третьей гармоники в полимере F8T2 с накачкой диссипативными ВКР-солитонами

В.М. Волоси[1,2,*], **А.В. Иваненко**[1,2], **Л.В. Кулик**[3], **И.А. Молчанов**[3], **С.И. Трашкеев**[4], **Д.С. Харенко**[1,2], **М.Н. Хомяков**[4]

[1] *Институт автоматики и электрометрии СО РАН*
[2] *Новосибирский государственный университет*
[3] *Институт химической кинетики и горения СО РАН*
[4] *Институт лазерной физики СО РАН*

[*] *E-mail: volosivm@iae.nsk.su*

DOI:10.31868/RFL2026.88-89

Органическая оптоэлектроника представляет собой значимую область научных исследований и технологических разработок. До последнего времени использование органических сред было ограничено преимущественно фотовольтаикой, средствами отображения информации и иными направлениями, относящимися к системам линейной оптики. Из всей совокупности органических материалов целесообразно выделить особый класс веществ, объединяемых понятием «мягкая среда» [1]. Данный термин следует распространять не только на кристаллическую решётку, но и на «мягкость» состояний внешних электронных структур, ответственных за взаимодействие с излучением. К указанной категории в настоящее время принято причислять жидкие кристаллы (ЖК) и полупроводниковые полимеры (ППП).

Несмотря на очевидные успехи внедрения ЖК и ППП в оптоэлектронику, часть предсказанных свойств не была продемонстрирована. В первую очередь это относится к электронной нелинейности, следствием которой является возможность преобразования частоты излучения. Число публикаций по данной проблематике к началу 2000-х годов значительно сократилось, особенно после появления работы [2], где обосновывалась бесперспективность поиска органических (как и неорганических) веществ с нелинейными восприимчивостями $\chi^{(2)}$, превышающими величину порядка 10^{-10} м/В. Данный пессимистический вывод вытекал из общего анализа дипольного механизма оптической нелинейности, который в рамках материальных соотношений сводится к степенной зависимости нелинейной поляризуемости от напряжённости электрического поля. Подтверждения возможности высокоэффективного частотного преобразования когерентного излучения с $\chi^{(2)}\sim10^{-5}$ м/В на сегодняшний день получены для следующих веществ: нематических ЖК (5CB, 8CB, коммерческие смеси), полупроводниковых полимеров (RR-P3HT, PCDTBT, PBDBT, F8T2) [3]. Наблюдаемая в этих веществах генерация второй и третьей гармоник с эффективностью до 1-10% имела квадрупольный механизм, в котором необходим учёт не только электрических полей, но и их градиентов.

В данной работе приводятся экспериментальные результаты по генерации третьей гармоники (ГТГ) тонкой пленкой полупроводящего полимера poly(9,9-dioctylfluorene-alt-bithiophene), более известного как F8T2.

В настоящее время F8T2 широко используется в органических фотоэлектрических элементах, полимерных светодиодах (PLED) и органических полевых транзисторах (OFET). Для исследования генерации гармоник тонкая (<10 мкм) пленка полимера из раствора наносилась на торец коннектора стандартного телекоммуникационного разъёма. Для накачки использовался полностью волоконный источник диссипативных ВКР-солитонов с центральной длиной волны 1650 нм,

длительностью импульсов после сжатия 10 пс, частотой повторения импульсов 6,54 МГц и энергией 1-7,5 нДж (7-50 мВт).

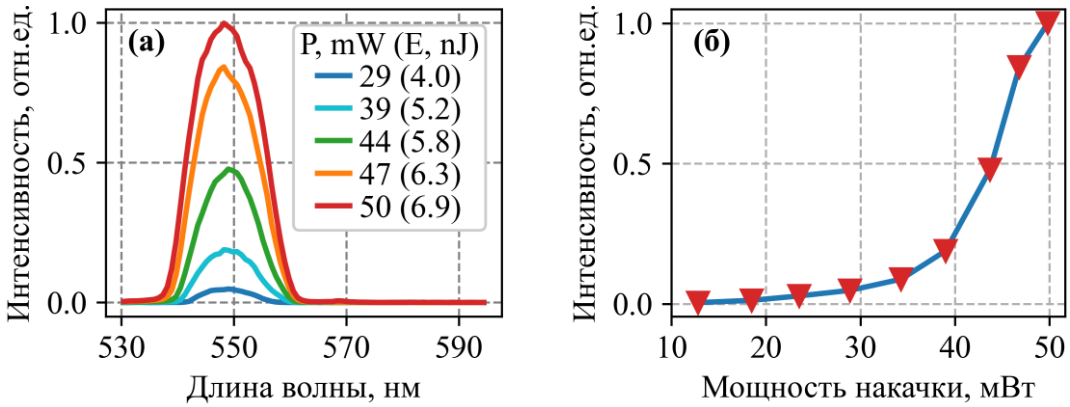


Рис. 1. (а) Оптические спектры ГТГ; (б) кривая зависимости интенсивности ГТГ от средней мощности импульса накачки.

Оптические спектры и кривая зависимости интенсивности ГТГ от средней мощности импульсов накачки представлены на Рис. 1 (а) и (б), соответственно. Полученные результаты показали, что F8T2 обладает высокой нелинейной восприимчивостью третьего порядка, сравнимой с аналогичной величиной у полупроводящего полимера RR-P3HT (regioregular poly (3-hexylthiophene)), в котором впервые была реализована высокоэффективная нелинейная генерация гармоник для ИК-излучения накачки 1480 – 1560 нм. В качестве механизма нелинейности рассматривается квадрупольная нерезонансная поляризация полимерной полупроводящей среды, описываемая для кубической нелинейности в виде члена ряда Тейлора (1):

$$P_i^{(3)} \sim ... + \hat{\chi}^{(q)}\mathbf{E}\otimes\mathbf{E}\otimes\nabla\mathbf{E} + ... = \; ... + \chi_{ijklm}^{(q)} E_j E_k \frac{\partial E_l}{\partial x_m} + ... \,, \qquad (1)$$

$$\mathbf{P}^{(3)}\mathbf{E} \sim ... + I \otimes \hat{\chi}^{(3)} \otimes grad\left(I\right) + ... \,, \qquad (2)$$

Таким образом, из (2) следует, что энергия в 3-ей гармонике будет зависеть от градиента интенсивности, *grad*(*I*). Экспериментальная проверка этого положения была проведена в [3].

В заключении можно сделать вывод, что обнаружен новый класс веществ, обладающих высокими нелинейно-оптическими свойствами, на основе которых возможно изготовление миниатюрных (сравнимых с размерами оптического волокна) преобразователей и генераторов когерентного излучения с расширенным частотным диапазоном.

Работа выполнена в рамках темы государственного задания ИАиЭ СО РАН (проект № FWNG-2024-0015).

Литература

[1] M. Kleman, O. D. Lavrentovich, *Springer New York.* **10**, 337-387 (2003)
[2] B. I. Greene, J. Orenstein, S. Schmitt-Rink, *Science.* **247**, 679-687 (1990)
[3] N. T. Vasenin et al., *Quantum Electronics.* **51**, 437-445 (2021)

Узкополосная селекция в активном волоконном кольцевом зеркале

Е.К. Каширина*, И.А. Лобач, С.И. Каблуков

Институт автоматики и электрометрии СО РАН

**E-mail: Kashirina@iae.nsk.su*

DOI:10.31868/RFL2026.90-91

Одночастотная генерация является одним из наиболее важных режимов работы волоконных лазеров и имеет массу применений: зондирование, метрология, спектроскопия и интерферометрия. Одним из методов узкополосной спектральной селекции является использование распределенного насыщающегося поглотителя, основанного на динамической решетке населенности (ДРН) в активных волокнах. Например, в сигма резонаторе [1] усиливающее и поглощающее волокно размещают в кольцевой и линейных частях лазера соответственно, при этом кольцевую и линейную части резонатора соединяют с помощью циркулятора для предотвращения образования стоячей волны в кольцевой части.

Однако, работа [2] демонстрирует, что даже при наличии стоячей волны (замене циркулятора на оптический разветвитель) в кольцевой части резонатора можно получить режим генерации одной продольной моды. Схема такого эрбиевого волоконного лазера представлена на Рис.1. Для выяснения причин возникновения одночастотной генерации было принято решение разделить кольцевую и линейную части и исследовать спектры отражения ДРН в усиливающем кольцевом волоконном зеркале (УВКЗ), которое включает в себя следующие элементы: оптический разветвитель (ОР), поляризующее волокно (PZF), волокно легированное эрбием-1 (длиной 11 метров с поглощением ~83 дБ/м при длине волны 1530 нм) и спектральный селективный разветвитель (ССР).

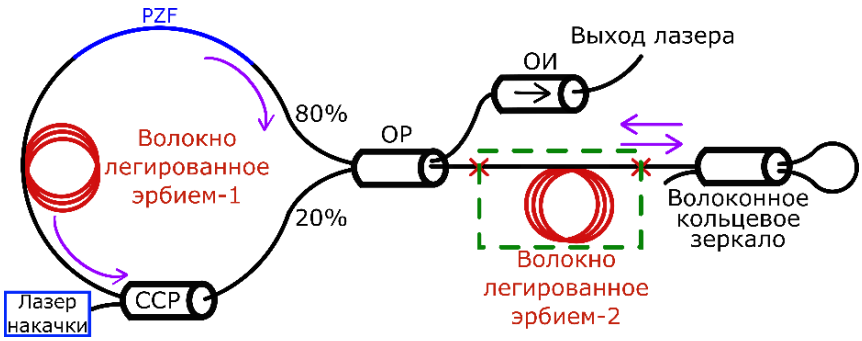


Рис. 1. Схема эрбиевого одночастотного лазера.

Сам принцип измерения спектров отражения ДНР аналогичен описанному в работе [3], однако в данной работе спектры измеряются для кольцевой части резонатора. Спектры отражения УВКЗ измерялись при фиксированной мощности записывающего сигнала 14 мВт при постепенном увеличении мощности накачки с 0 мВт до 500 мВт. Без накачки в спектре отражения наблюдался пик, связанный с насыщением поглощения. При включении накачки этот пик не пропадает, даже при мощностях превышающих пороговое значение для лазера на Рис.1. Однако известно, что в усиливающем волокне, насыщение усиления должно приводить к наличию провала в спектре отражения. На Рис.2а представлены спектры отражения УВКЗ при мощности накачки 170 мВт и 490 мВт синей и красной кривыми соответственно. Наличие пика в измеренных спектрах отражения ДРН указывает

на наличие непрокаченного участка эрбиевого волокна в кольцевой части резонатора. Для демонстрации проявления провала, связанного с насыщением усиления, в измеренных спектрах, проводится их нормировка на 1 вдали от резонансной области. На Рис.2б синей и красной линией представлен результат этой нормировки при мощности накачки 170 мВт и 490 мВт соответственно. Разность нормированных спектров представлена зеленой линией и демонстрирует появление широкого провала. Его относительно большая спектральная ширина указывает на небольшую длину прокаченной части активного волокна. Аппроксимация гауссовой функцией позволяет определить ширину провала ~70 МГц (Рис. 2б зеленая пунктирная кривая). В то время как ширина пика, связанного с поглощением, ~20 МГц указывает на то, что длина усиливающей части в 3,5 раза меньше, чем длина активного волокна.

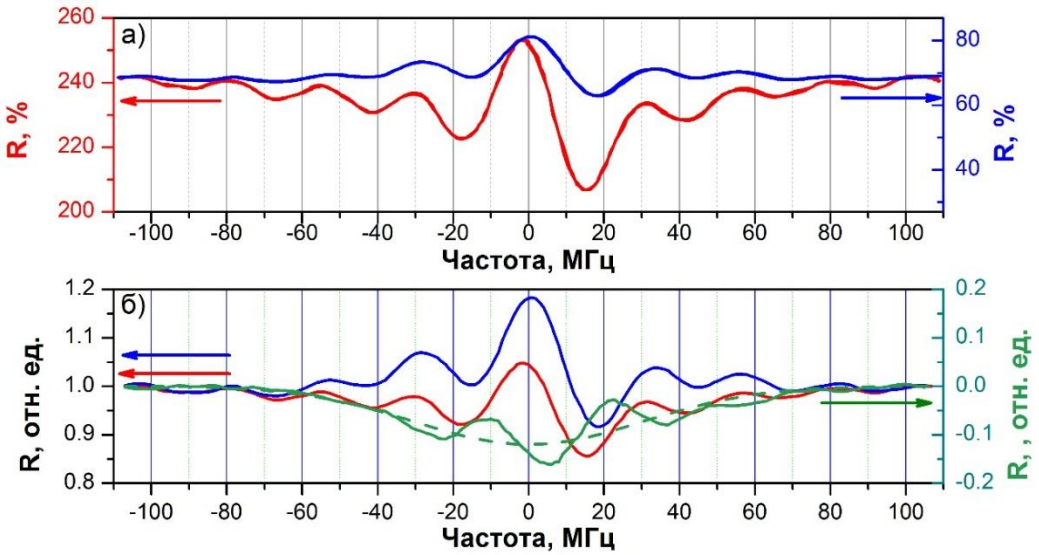


Рис. 2. (а) Спектры отражения УВКЗ при мощности накачки 170 (синий) и 490 мВт (красный). (б) Нормированные спектры отражения при мощности накачки 170 мВт (синий) и 490 мВт (красный), их разность (зелёный) и аппроксимация гауссовой функцией (пунктирный зелёный).

Таким образом, полученные спектры отражения ДРН указывают на большую непрокаченную часть активного волокна, которая сама по себе может приводить к стабилизации одночастотной генерации без необходимости дополнительного волокна в линейной части. Для проверки этого утверждения был собран эрбиевый лазер без поглощающего волокна в линейной части резонатора (показанного зеленым прямоугольником на Рис 1). В таком случае лазер состоит из двух зеркал, одно из них волоконное кольцевое зеркало, а другое УВКЗ. Было установлено, что эрбиевый лазер при мощности накачки от ~350 мВт до ~450 мВт и выходной мощности 1 мВт и 4 мВт соответственно, работает в режиме одночастотной стабилизации. Это доказывает наши выводы об узкополосной селекции, о том, что при достаточной длине активного волокна в кольцевой части нет необходимости вставлять дополнительное поглощающее волокно в линейную часть резонатора.

Исследование выполнено в рамках государственного задания, № рег. 125022002714-2. В представленной работе использовалось оборудование ЦКП «Спектроскопия высокого разрешения газов и конденсированных сред» ИАиЭ СО РАН.

Литература

[1] N.R. Poddubrovskii, R.V. Drobyshev et al, *Photonics* **9**, 613 (2022)
[2] E.K. Kashirina, I.A. Lobach et al, *Photonics* **11**, 731 (2024)
[3] Р.В. Дробышев, И.А. Лобач и др, *Автометрия*, **59**, 115 (2023)

Спектральный коллапс в гибридной схеме на основе сферического микрорезонатора и волоконного РБО-лазера с протяженным резонатором

М.И. Скворцов, В.С. Терентьев, С.Р. Абдуллина, В.А. Симонов, Х.А. Ризк, К.В. Колосова, Е.В. Голиков, С.А. Бабин

Институт автоматики и электрометрии СО РАН

** E-mail: Skvorczov@iae.nsk.su*

DOI:10.31868/RFL2026.92-93

Разработка компактных источников оптического излучения с ультраузкой линией является актуальной задачей для современных систем когерентной связи, радиофотоники и прецизионной метрологии. Традиционные линейные волоконные лазеры с распределенными брэгговскими отражателями (РБО-лазеры) как правило имеют нестабильный многочастотный состав излучения. Гибридизация РБО-резонатора с внешним высокодобротным оптическим микрорезонатором позволяет справиться с данным недостатком за счет механизма спектрального коллапса [1]. Возникающая в такой системе жесткая дискретная селекция обеспечивает одночастотный режим генерации и сужение линии излучения до субкилогерцового уровня [2], что делает подобные излучатели крайне перспективными для создания миниатюрных лазерных систем нового поколения, востребованных в когерентной локации и высокочувствительных сенсорных сетях [3].

Экспериментальная схема основана на волоконном РБО-лазере, линейный резонатор которого образован парой волоконных брэгговских решеток (ВБР) с эффективной спектральной шириной отражения ~100 пм. В качестве активной среды используется эрбиевое (Er^{3+}) оптическое волокно длиной 50 см. Оптическая накачка на длине волны 980 нм с выходной мощностью ~10 мВт заводится в резонатор через спектрально-селективный разветвитель (WDM). Для перехода к гибридной конфигурации, за пределами РБО-резонатора со стороны высокоотражающей ВБР интегрирована кварцевая микросфера диаметром 160 мкм. Оптическая связь с микрорезонатором осуществляется посредством вытянутого оптического тейпера (Рис.1 (а)).

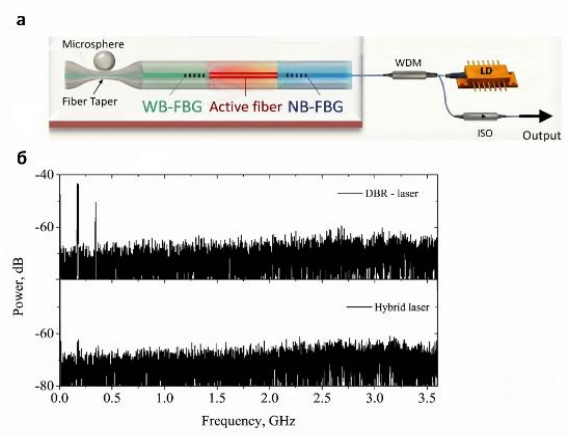


Рис.1 (а) Экспериментальная схема. (б) Радиочастотный состав излучения для различных конфигураций

Исследование спектральных характеристик показало, что в рабочем диапазоне мощностей накачки конфигурация изолированного РБО-лазера демонстрирует стабильную многочастотную генерацию, в которой присутствуют всего 3 продольные моды несмотря на протяженный резонатор. Данный эффект обусловлен конкуренцией мод, связанной с пространственным выжиганием инверсии (Spatial Hole Burning) в стоячих волнах линейного резонатора [4]. В случае гибридной конфигурации при настройке резонансной связи с микросферой наблюдается эффект спектрального коллапса: генерация скачкообразно переходит в строгий одночастотный режим (Рис. 1(б)). Это явление связано с тем, что внешний высокодобротный микрорезонатор выступает в роли дополнительного узкополосного фильтра (схематический принцип селекции показан на Рис. 2). Дискретная сетка резонансов микросферы вносит значительные потери для внерезонансных мод, что приводит к одночастотной генерации.

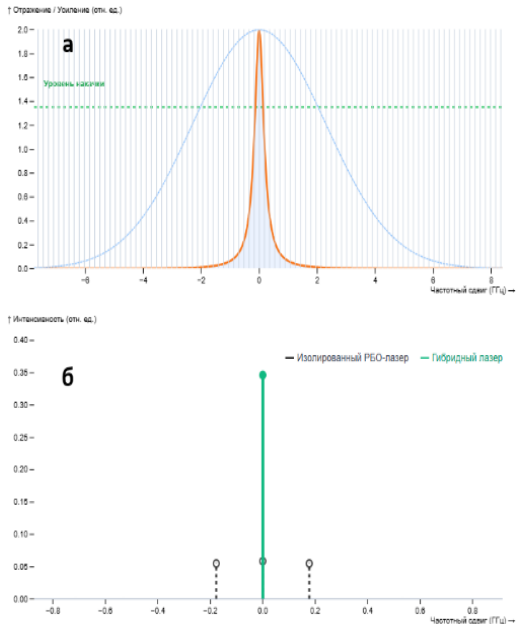


Рис.1 (а) Частоты резонатора (синий цвет – РБО-лазера, оранжевый – микрорезонатора). (б) Частоты, вышедшие в генерацию.

В рамках предстоящего доклада будут детально освещены и сопоставлены мощностные и спектральные характеристики для базовой и гибридной лазерных конфигураций. Особое внимание будет уделено физическим механизмам подавления многомодовости, а также техническим и технологическим аспектам интеграции оптической микросферы в полностью волоконную схему.

Работа выполнена в рамках темы госзадания Института автоматики и электрометрии СО РАН «Физические основы лазерных и сенсорных систем с использованием структурированных волоконных световодов и микрорезонаторов» (FWNG-2024-0015)

Литература

[1] Kondratiev, et al. *Optics Express*, **25**, 28167-28178 (2017)
[2] W. Liang, V.S. Ilchenko et al, *Optics Letters*, **35**, 2822-2824 (2010)
[3] J. Riemensberger, A. Lukashchuk et al, *Nature*, **581**, 164-170 (2020)
[4] C.L. Tang, H. Statz et al, *Journal of Applied Physics*, **34**, 2289–2295 (1963)

Расчет параметров интегрально-оптического датчика показателя преломления на основе наклонного ОИ в схеме Кречмана

В.С. Терентьев*, В.А. Симонов

Институт автоматики и электрометрии СО РАН

** E-mail: terentyev@iae.nsk.su*

DOI:10.31868/RFL2026.94-95

В работе будут представлены результаты моделирования оптического датчика показателя преломления в новой конфигурации на основе интегрально-оптической (ИО) схемы Кречмана, включающей многослойную металло-диэлектрическую структуру в виде отражательного интерферометра. Как известно, ИО оптические датчики, помимо очевидных преимуществ, связанных с миниатюрностью, жесткостью конструкции и вибрационной устойчивостью, имеют недостаточную степень чувствительности, это связанно с тем, что излучение падает на границу раздела чувствительной области (волновода) под сравнительно большими углами, что ведет к ослаблению фазового набега, вызванного изменением фазы отражения при полном внутреннем отражении (ПВО) на границе с аналитом. Это дает характерные параметры качества FOM (figure of merit), т.е. отношение чувствительности к ширине сигнального минимума / максимума около 100 [1]. Схема Кречмана дает возможность работать вблизи угла ПВО, тем самым значительно повышая фазовый набег, регулируя чувствительность и динамический диапазон измерения коэффициента преломления (КП) аналита. При этом, при сочетании с многослойной металло-диэлектрической структурой в виде ОИ можно достигать более высоких FOM. Экспериментально для объемной структуры был продемонстрирован FOM = 529 КП$^{-1}$, что не является пределом [2]. В этом смысле, разработка ИО аналога такого сенсора представляет интерес для оптической сенсорики.

Ранее были проведены численные исследования схемы Кречмана в ИО исполнении [3]. В качестве чувствительного слоя использовалась пленка золота, что является классическим случаем. Продемонстрирована возможность измерения показателя преломления в такой схеме.

На Рис. 1 (а) схематично представлена расчетная область ИО структуры. Два волновода Si_3N_4 с оболочкой SiO_2 формируют подводящий и отводящий каналы света на длине волны около 1550 нм, соответственно. В области отражения от границы формируется металло-диэлектрическое покрытие. Оно состоит из тонкого металлического слоя никеля (5 - 10 нм) и нечетвертьволновых диэлектрических (полупроподниковых) слоев Si и Si_3N_4, идущих друг за другом. Высокая разница КП слоев снижает толщину структуры ОИ и уменьшает эффект сноса пучка в слоистой среде из-за эффекта Гуса-Хенхена [4]. Эффект сноса пучка потенциально способен разрушить многолучевую интерференцию и поэтому считается вредным, поэтому в данной работе производился расчет для минимальных углов ПВО, что соответствует аналиту в виде газа (воздуха). Расчет проводится в 2.5D геометрии, т.е. эффективные КП собственных мод волноводов 2D структуры соответствуют эффективным КП 3D волноводов. В отличии от стандартных плазмонных сенсоров, в данном случае используется поляризация, перпендикулярная плоскости рисунка (TM). Метод формирования слоев основан на фиксации экстремумов коэффициента отражения в выводном волноводе, при этом происходит смена

диэлектрика. Увеличивая число слоев, можно увеличить многолучевую интерференцию в области базы ОИ (сдвоенный слой Si на границе с аналитом).

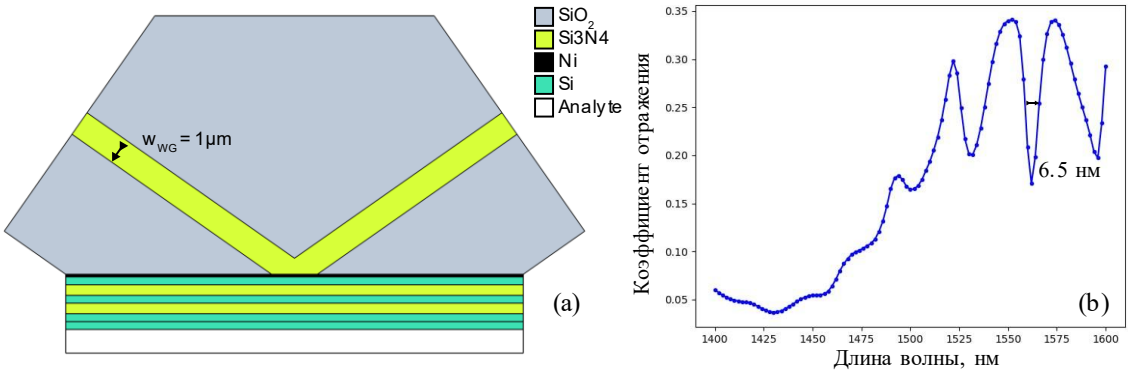


Рис. 8. (a) - схема ИО сенсора, (b) – результаты расчета для структуры слоев $NiSi(Si_3N_4,Si)^2Si$

На рисунке 1 (b) приводится расчетный спектр для структуры, состоящей только из семи слоев $NiSi(Si_3N_4,Si)^2Si$. Уже здесь можно наблюдать максимумы / минимумы с шириной 6.5 нм, т.е. сравнима со спектральной шириной волоконной брэгговской решетки.

На данном этапе производится оптимизация структуры с точки зрения расположения волноводов и учета других факторов, связанных с основным отличием от случая объемной оптики – размер источника порядка или менее длины волны.

В докладе будут представлены результаты расчета спектра отражения оптимизированной структуры, чувствительность к изменению показателя преломления аналита, оценка разрешающей способности и зависимость FOM от числа слоев.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РНФ (21-72-30024-П).

Литература

[1] G.K. Yadav, S.K. Metya, *J. Opt. Soc. Am. B*, **41**, 175-182 (2024)
[2] V.S. Terentyev, V.A. Simonov, *Optics and Spectroscopy*, **130**, 1628 (2022)
[3] J. Shibayama, T. Takeuchi et al, *J. Lightwave Technol*, **25**, 2605-2611 (2007)
[4] F. Goos, H. Hänchen, *Ann. Physik* **1**, 333 (1947)

Влияние шумов драйвера на стабильность узкополосной генерации РОС-лазера в режиме самозахвата частоты внешним волоконным резонатором

П.А. Итрин[1,*], **И.С. Паняев**[1], **Д.А. Коробко**[1], **А.С. Гемузов**[2], **А.Е. Беднякова**[2], **А.А. Фотиади**[1,3]

[1] *Ульяновский государственный университет*
[2] *Новосибирский государственный университет*
[3] *Физико-технический институт имени А.Ф. Иоффе РАН*
[*] *E-mail: itrin@mail.ru*

DOI:10.31868/RFL2026.96-97

Источники узкополосного лазерного излучения представляют собой базовые компоненты таких приложений, как когерентная оптическая связь, высокоточная метрология и генерация микроволновых сигналов с низким фазовым шумом [1]. Одним из наиболее доступных методов создания таких источников является использование эффекта резонансного самозахвата частоты в полупроводниковом лазере за счёт обратной связи от внешнего кольцевого волоконного резонатора с высоким Q-фактором (Q ~ 10^9) [2–4]. Этот подход позволяет реализовать узкополосную генерацию на основе стандартных лазерных диодов без необходимости в громоздких и дорогостоящих системах активной стабилизации, что делает его особенно привлекательным с точки зрения себестоимости. В режиме самозахвата длина волны излучения лазера жёстко привязывается к спектру пропускания внешнего волоконного резонатора, при этом ширина спектральной линии уменьшается на 3–5 порядков по сравнению с режимом свободной генерации лазерного диода. Однако, доступные драйверы лазерных диодов не обладают высоким разрешением при установке и поддержанию тока (± 0,1 мА) и температуры (± 0,01 °C). Из-за того, что длина волны излучения лазерного диода имеет температурную зависимость, отклонение температуры на 0,01 °C приведет к изменению длины волны на 0,62 пм (0,077 ГГц). Данная зависимость приводит к необходимости стабилизировать температуру и ток лазерного диода с повышенным разрешением, для удержания параметров полупроводникового резонатора в более узком интервале.

Для демонстрации эффективности предложенных методов стабилизации лазерной системы нами был проведен ряд тестовых экспериментов. В одном из экспериментов стабилизация была применена к двум идентичным конфигурациям лазеров, работающим в режиме захваты частоты. Установка заданного значения температуры в каждом из лазеров осуществлялась через контроллеры температуры либо вручную, либо при помощи внешнего управления с ПК. Оптическое излучение от пары стабилизированных узкополосных лазеров смешивалось в оптическом ответвителе и выводилось на быстрый фотодетектор. Полученный сигнал биений представлял собой гармонический радиочастотный сигнал. В данном эксперименте применение средств термостабилизации лазеров обеспечивало формирование постоянного (без скачков) во времени гармонического радиочастотного сигнала с возможностью регулировки в диапазоне от 0,1 МГц до 10 ГГц

В другом эксперименте сигнал биений двух узкополосных лазеров, который непрерывно мониторился на радиочастотном спектроанализаторе, использовался в качестве средства контроля за эффективностью температурной стабилизации. По изменению частоты сигнала биений можно было отслеживать изменения

температуры в лазерных конфигурациях с очень высокой точностью. Реализованный алгоритм стабилизации температуры каждого из лазеров позволил уменьшить ошибку в отклонении текущей температуры от заданного значения до величины, составляющей менее ~ 0,1 мК.

На рис. 1 показан график долговременной стабильности тестового источника микроволновой частоты, измеренный относительного опорного источника.

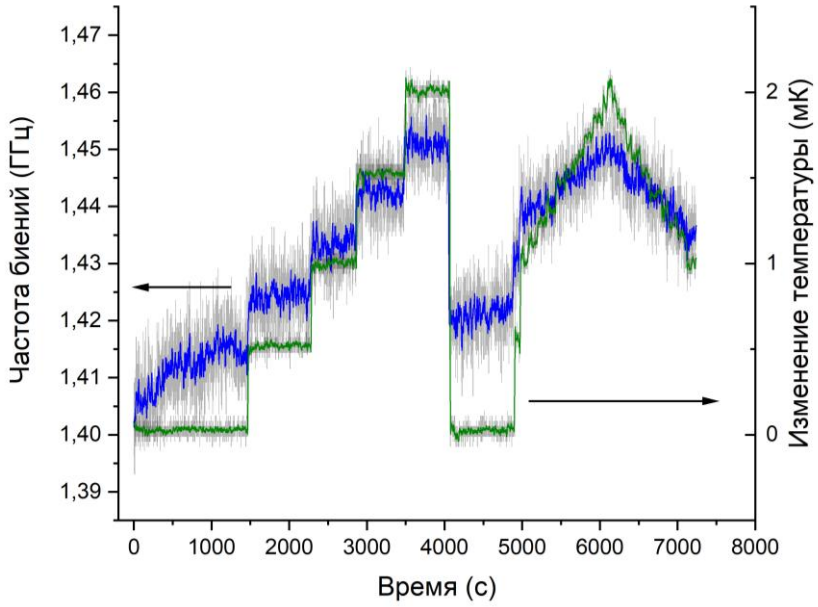


Рис. 1. Измерение частоты биений волоконного лазера относительного опорного источника (синяя линия) и показания контроллера температуры (зеленая линия).

В докладе также будут приведены описания сравнительных экспериментов, в которых результаты, полученные указанным способом термостабилизации, сравниваются с методом стабилизации узкополосного лазера при помощи дополнительной активной обратной связи, управляемой посредством нейросетевых алгоритмов долгой краткосрочной памяти (long short-term memory, LSTM), нейросетевой архитектуры трансформер-декодер и алгоритма обучения с подкреплением (Reinforcement learning, RL).

Таким образом, описываемые в докладе технические решения по высокоточной стабилизации температуры лазеров, находящихся в режиме самозахвата, обеспечивают создание как высококогерентного лазера с прецизионной регулировкой длины волны, так и перестраиваемого источника микроволнового диапазона. Использование малошумящего драйвера лазерного диода с высоким разрешением по установке тока и температуры повышает стабильность генерации узкополосного излучения. Достигнутые экспериментальные результаты позволяют использовать данные системы для приложений в метрологии, распределенном волоконном мониторинге и радиофотонике.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект 23-79-30017, проект № 25-61-00010 (https://rscf.ru/project/25-61-00010/)).

Литература

[1] Y.H. Lai et al, 2022 Conference on Lasers and Electro-Optics, 1-2 (2022)
[2] I. Panyaev et al, *Optical Sensors* **13527**, 269-284 (2025)
[3] I. Panyaev et al, *Semiconductor Lasers and Laser Dynamics XI* **13002**, 139-152 (2024)
[4] I. Panyaev et al, *Journal of Lightwave Technology* **42**, 2928-2937 (2024)

Оптоакустическая частотная гребенка в микрорезонаторе мод шепчущей галереи на основе оптоволокна

А.Д. Новиков, И.Д. Ватник

Новосибирский государственный университет

** E-mail: a.novikov6@g.nsu.ru*

DOI:10.31868/RFL2026.98-99

Оптическая частотная гребенка (ОЧГ) – это важный инструмент в современной высокоточной метрологии [1]. Она представляет собой спектр, состоящий из линий, отстоящих друг от друга на одинаковое расстояние – частоту повторения. Гребенчатый спектр можно получить путем накачки микрорезонатора мод шепчущей галереи высокомощным лазерным излучением, приводящее к возбуждению механических колебаний резонатора [2]. Акустические волны забирают энергию у оптической волны, что приводит к появлению стоксовых линий в спектре, то есть происходит генерация оптоакустической частотной гребенки. Частота повторения гребенчатого спектра определяется геометрией микрорезонатора и его механическими свойствами.

В настоящей работе используется цилиндрический микрорезонатор на основе стандартного оптоволокна SMF-28, так как этот тип резонаторов легок в изготовлении и не требует дорогостоящего оборудования [3], в отличие от микрорезонаторов на чипах [4].

Мы демонстрируем генерацию оптической частотной гребенки в цилиндрическом микрорезонаторе мод шепчущей галереи с частотой повторения 30 МГц. Возбуждение микрорезонатора происходит с помощью вытянутого оптоволокна. Также, мы показываем, что в нашей системе можно получить нагруженную добротность Q=10^8 при физическом контакте вытянутого оптоволокна и микрорезонатора.

Для создания механических колебаний необходимо возбудить оптические моды резонатора лазерным излучением мощностью 130-400 мВт. Эта задача решалась перестройкой длины волны лазера, которая включала в себя медленное сканирование спектра со скоростью 0,1 пм/с и быструю модуляцию с амплитудой модуляции 120 МГц и частотой 100 Гц. Перестройка длины волны лазера позволяет настроить длину волны лазера на синее крыло резонанса и добиться тепловой стабилизации и достижения эффекта оптической пружины.

Оптическая частотная гребенка измерялась с помощью анализатора оптического спектра с разрешением 5 МГц (@3 дБ) и радиочастотным анализатором (см. Рис. 1, 2). Полученный спектр был стабилен во времени, он сохранял свою форму и при отсутствии модуляции длины волны лазера накачки.

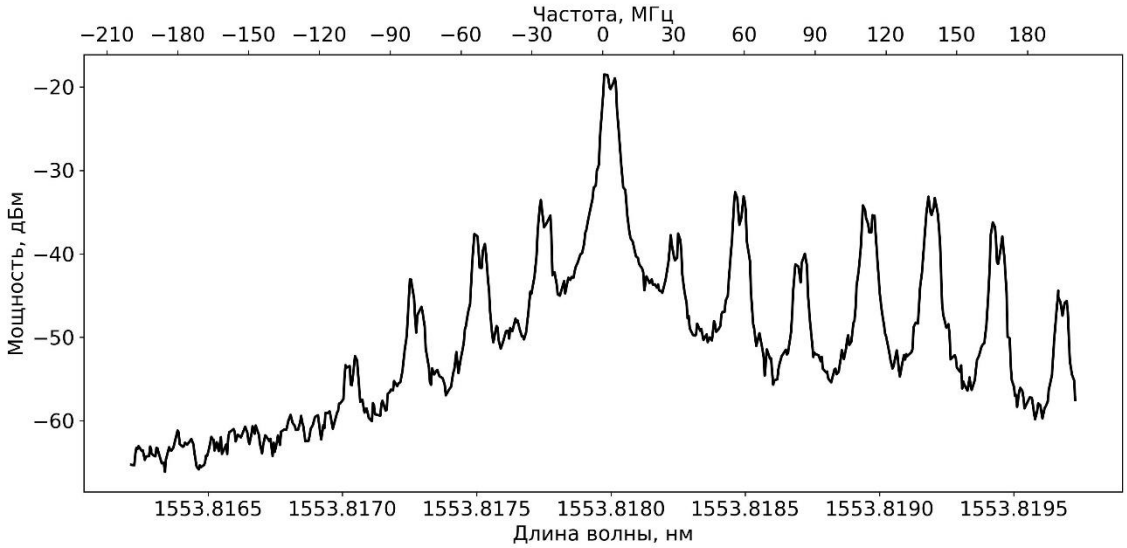


Рис. 9. Оптический спектр оптоакустической частотной гребенки.

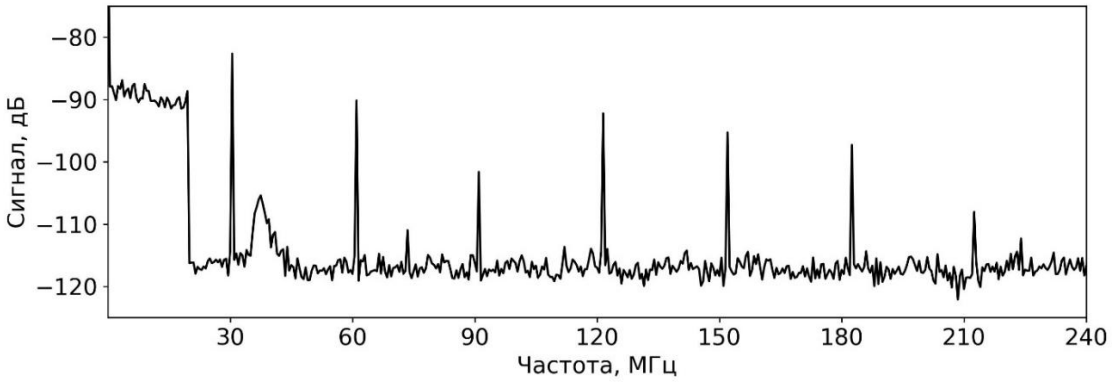


Рис. 10. Радиочастотный спектр оптоакустической частотной гребенки.

Таким образом мы показываем, что цилинидрический микрорезонатор может быть использован для генерации стабильной оптоакустической частотной гребенки.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 25-12-20020, https://rscf.ru/project/25-12-20020/ и Правительства Новосибирской области.

Литература

[1] J.L. Hall, J. Ye, *IEEE Trans. Instrum. Meas*. **52**, 227–231 (2003)
[2] Y. Hu et al, *Phys. Rev. Lett.* **127**, 134301 (2021)
[3] D.V. Krisanov, A.S. Nesterok et al, *IEEE Photonics J.* **13**, 1–4 (2021)
[4] N.Y. Dmitriev et al, *2024 International Conference Laser Optics (ICLO)*, 272 (2024)

Секция 2
«Импульсные волоконные и гибридные лазеры»

Механизмы стабилизации солитонных волоконных лазеров с гармонической синхронизацией мод

Д.А. Коробко[1*], **В.А. Рибенек**[1], **П.А. Итрин**[1], **Г.В. Тертышникова**[1], **А.А.Фотиади**[1,2]

[1] *Ульяновский государственный университет*
[2] *ФТИ им А.Ф. Иоффе РАН*
[*] *E-mail: korobkotam@rambler.ru*

DOI:10.31868/RFL2026.101-102

Солитонные волоконные лазеры представляют собой уникальный объект, сочетающий характеристики, интересные как для исследователя, так и для конечного пользователя лазерных приложений. Как известно, фундаментальным свойством таких источников является легкий переход к многоимпульсной генерации, при которой в резонаторе одновременно формируется множество идентичных солитонов. В этом контексте солитонные лазеры могут рассматриваться как идеальная платформа для исследования коллективной динамики многочастичных систем, со структурой, определяемой балансом дальнодействующих межсолитонных сил. В зависимости от их характера в резонаторе могут формироваться газоподобные состояния слабовзаимодействующих импульсов, хаотические банчи или упорядоченные состояния (солитонные молекулы и кристаллы) и т.п.

В то же время со стороны потребительских характеристик солитонные лазеры, сохраняя все преимущества волоконных источников (высокое качество пучка, компактность и удобство в эксплуатации), являются востребованными инструментами приложений, нуждающихся в высокочастотной (ГГц и выше) генерации последовательностей ультракоротких импульсов – оптической связи, микроволновой фотоники, дальнометрии и тд. Наибольший интерес для подобных приложений вызывает режим пассивной гармонической синхронизации мод (ГСМ), реализующийся в условиях доминирования сил дальнодействующего отталкивания и приводящих к регулярному, эквидистантному распределению солитонов по резонатору [1, 2]. ГСМ является наиболее простым, автоматическим и экономичным способом умножения частоты следования импульсов, поскольку не требует экстремального укорочения резонатора или введения сложных узлов активной модуляции. Однако, широкое коммерческое и лабораторное внедрение лазеров с пассивной ГСМ ограничивается фундаментальным недостатком – существенным временным джиттером, который на порядки превышает джиттер лазерного источника импульсов на фундаментальной частоте, что связано с паразитным воздействием внешних шумов и внутрирезонаторных возмущений, нарушающих временную структуру солитонной последовательности из-за относительной слабости межимпульсного отталкивания.

На сегодняшний день физическая природа факторов, управляющих распределением импульсов в резонаторе, изучена не полностью, и точная идентификация доминирующего механизма дальнодействия часто затруднена. Наиболее универсальным механизмом дальнодействующего отталкивания считается динамика истощения и восстановления инверсной населенности активной среды (GDR-взаимодействие), эффективная в масштабах межсолитонных расстояний от десятков пикосекунд до микросекунд. В данном докладе мы проанализируем ряд физических механизмов, способствующих усилению межсолитонного отталкивания и, таким

образом, обеспечивающих снижение джиттера и стабилизацию ГСМ-последовательностей лазерных импульсов.

В качестве таких механизмов теоретически и экспериментально исследованы методы, основанные на: (i) оптимизации взаимного расположения основных элементов резонатора (активного волокна, насыщающегося поглотителя и выходного ответвителя); (ii) резонансной инжекции излучения внешнего непрерывного лазера; (iii) сдвиге несущей частоты солитона с помощью внутрирезонаторного модулятора или дополнительного фильтра с перестройкой по длине волны; (iv) реализации ГСМ на частоте, равной или кратной частоте оптоакустического резонанса в волокне [2, 3].

Полученные экспериментальные результаты непосредственно подтверждают стабилизирующий эффект предложенных подходов: для каждого из них зафиксировано повышение уровня подавления супермодового шума, снижение временного джиттера последовательности импульсов и рост их максимальной частоты следования (Рис. 1). Данные измерений согласуются с численным моделированием, которое позволяет прояснить физику исследуемых процессов и определяет возможные границы применимости наблюдаемых эффектов.

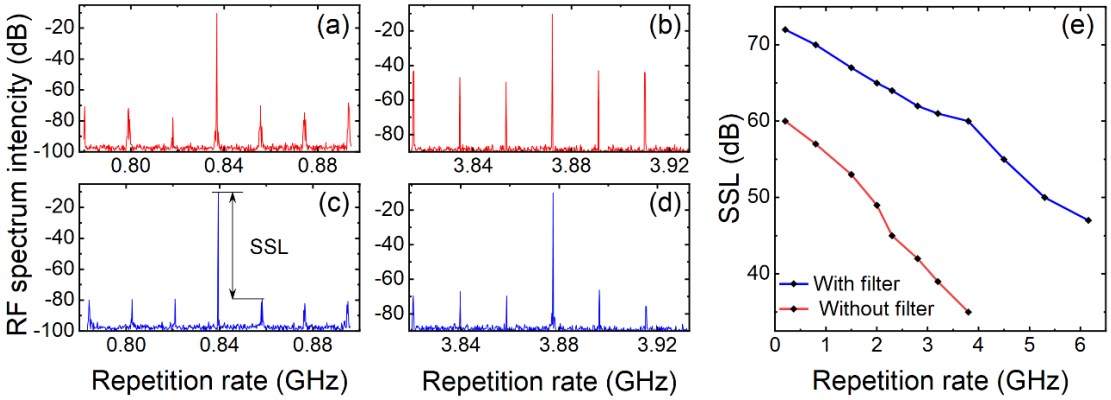


Рис. 1. Пример стабилизации режима ГСМ в PM-волоконном лазере на основе SESAM, осуществляемом за счет внедрения в резонатор плоского фильтра с перестройкой по длине волны. Радиочастотные спектры ГСМ состояний лазера без встроенного фильтра (a, b); с фильтром шириной 20 нм, смещенным на ~ 12 нм в коротковолновом направлении относительно первого случая (c, d). Показано также определение уровня подавления супермодового шума. На (e) показаны уровни подавления супермодового шума для сравниваемых конфигураций лазера в зависимости от частоты следования импульсов.

Хотя основной акцент работы сделан на классической архитектуре кольцевого PM-волоконного лазера с SESAM-синхронизацией мод, предложенные методы инвариантны к конкретной схеме и могут быть обобщены на широкий класс лазерных систем с произвольным механизмом синхронизации (на основе нелинейного оптического зеркала, нелинейной эволюции поляризации и др.). Одним из интересных путей развития исследований является адаптация демонстрируемых подходов для создания нейросетевых алгоритмов автоматической стабилизации ГСМ в солитонных волоконных лазерах.

Работа поддержана Российским научным фондом (проекты №23-79-30017, №25-19-00821).

Литература

[1] V.A. Ribenek, D. A. Korobko et al, *Opt. Lett.*, **51**, 1594–1597 (2026)
[2] D.A. Korobko, V.A. Ribenek et al, *J. Lightw. Technol.*, **43**, 10667–10676 (2025)
[3] V.A Ribenek, P.A. Itrin et al, *APL Photonics*, **9** (2024)

Волоконные источники пакетов пикосекундных импульсов с гигагерцовой набивкой

А.Д. Зверев*, В.А. Камынин, Д.А. Гурьев, Т. В. Долматов, В.Б. Цветков

Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук, Россия

**E-mail: izverevad@gmail.com*

DOI:10.31868/RFL2026.103-104

Интенсивное развитие в области создания источников ультракоротких импульсов (УКИ), работающих в спектральном диапазоне 1 мкм, обусловлено их широким применением в таких областях, как прецизионная лазерная обработка материалов, нелинейная микроскопия, фотоника и квантовая электроника [1]. Большой интерес для данных направлений представляют устройства, способные работать в режимах генерации пакетов импульсов с частотами повторения УКИ внутри пакета свыше 1 ГГц, которые позволяют существенно снизить порог абляции и формировать структуры с качественно новыми морфологиями, недостижимыми для одиночных импульсов или непрерывного излучения [2].

Существующие способы получения стабильной последовательности ультракоротких импульсов с высокой гигагерцовой частотой основаны на использовании микрорезонаторов или реализации режима гармонической синхронизации мод [3].

В нашей работе для решения данной задачи использовался задающий генератор с внешним резонатором и усилителем. Увеличение частоты повторения внутри пачки импульсов производилось двумя способами: с помощью подстройки частоты генерации полупроводникового источника УКИ и за счёт точной подстройки длины внешнего резонатора путем регулирования температуры пассивного волокна. Принципиальная схема установки изображена на Рис. 1.

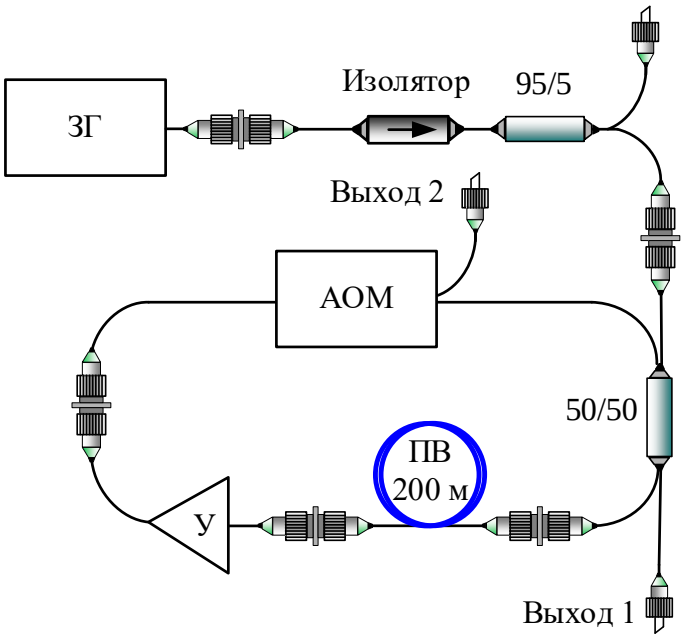


Рис. 1. Схема установки для увеличения частоты повторения УКИ в оптическом пакете. ЗГ – задающий генератор; У – волоконный усилитель; AOM – акустооптического модулятор; ПВ – пассивное волокно.

Изначально в качестве ЗГ использовался полупроводниковый источник, который генерировал импульсы длительностью 46.8 пс с изменяемой частотой

следования. Формирование оптических пакетов УКИ осуществлялось во внешнем кольцевом резонаторе, образованном волоконным оптическим делителем (коэффициент деления 50%), содержащем катушку пассивного волокна (длина ~200 м), волоконный усилитель (для компенсации потерь) и акустооптический модулятор (для возможности управления количеством импульсов в последовательности). При частоте повторения импульсов задающего генератора 979345 Гц на выходе из АОМ (частота модуляции 97934.5 Гц) наблюдались последовательности из 10-ти импульсов с частотой повторения ~ 2 ГГц (Рис. 2 (а)). В данном подходе ограничение увеличения частоты повторения связано с большой длительностью импульсов полупроводникового источника (46.8 пс). Поэтому в дальнейшем в нашей работе в качестве ЗГ был использован иттербиевый волоконный лазер, работающий в режиме синхронизации мод, генерирующий импульсы длительностью 10 пс с частотой повторения ~1078590 Гц. Нами так же была изменена длина внешнего резонатора, обратное время обхода которого стало соответствовать частоте 1078600 Гц. Так же катушка с пассивным волокном была помещена в короб с возможностью нагрева (с помощью нагрева катушки с волокном было возможным изменение длины внешнего резонатора на 4 см). Данная система обеспечивала возможность перестройки частоты повторения в последовательности выходных импульсов от 30 до 5 ГГц. При нагреве короба до температуры 52 градуса система генерировала импульсы с частотой ~10 ГГц (Рис. 2 б).

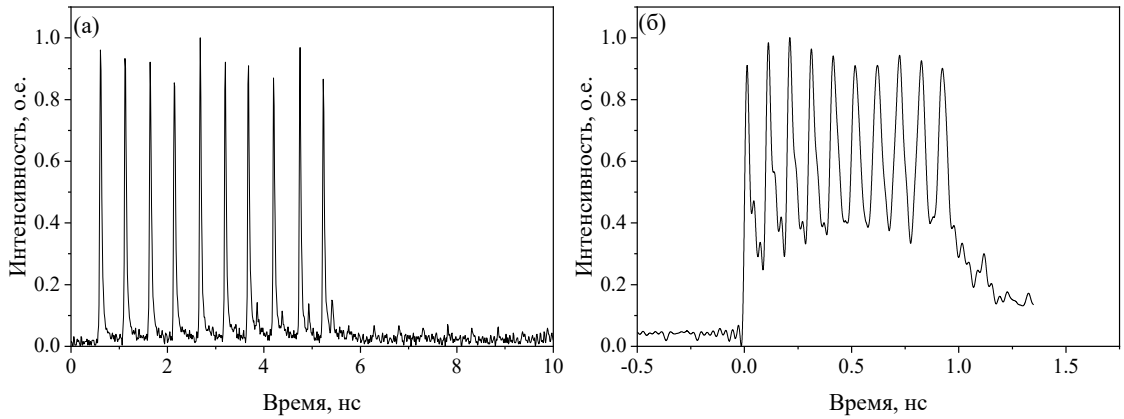


Рис. 2. Осциллограммы последовательностей импульсов при использовании задающего генератора с изменяемой частотой (а) и термоподстройкой длины внешнего резонатора (б).

Таким образом в нашей работе продемонстрирована возможность создания волоконных система генерации пакетов пикосекундных импульсов с регулируемой частотой повторения внутри последовательности в широком диапазоне от 1 до 30 ГГц на центральной длине волны излучения 1064 нм.

Работа поддержана РНФ (грант № 25-22-00841).

Литература

[1] H. Kalaycıoğlu, P. Elahi et al, *IEEE Journal of selected topics in quantum electronics*, **24**, 1-12 (2017)
[2] Kerse C. et al., *Nature*, **537**, 84-88 (2016)
[3] Yan M. et al., *Optics letters*, **37**, 3021-3023 (2012)

Управление солитонными молекулами в волоконном PM-лазере с помощью внешней инжекции непрерывного узкополосного излучения

В.А. Рибенек[1,2,*], Д.А. Коробко[1], А.А. Фотиади[1]

[1] *Ульяновский государственный университет*
[2] *НПК "Технологический центр"*
[*] *E-mail: ribl98@mail.ru*

DOI:10.31868/RFL2026.105-106

Изучение динамики ультракоротких импульсов в волоконных лазерах с пассивной синхронизацией мод остается одним из наиболее перспективных направлений нелинейной оптики. В лазерных системах, работающих в области аномальной дисперсии резонатора, формирование солитонов возникает как естественное следствие баланса между хроматической дисперсией и керровской самофокусировкой. При увеличении мощности накачки типичен переход к многоимпульсным состояниям, который, в зависимости от условий в резонаторе, приводит либо к гармонической синхронизации мод (HML), где импульсы равномерно распределены по резонатору благодаря силам отталкивания, либо к их кластеризации [1-3]. Особый интерес представляют стабильные связанные состояния, обычно называемые «солитонными молекулами». Традиционная настройка параметров таких молекул жестко диктуется внутренней дисперсией и нелинейностью резонатора, что особенно ограничивает лазеры на поляризационно-поддерживающем (PM) волокне.

В данной работе мы демонстрируем, что низкопорядковые состояния гармонической синхронизации мод (HML), легко достижимые в волоконных лазерах, могут быть эффективно перестроены в связанные молекулярные состояния, состоящие из того же числа солитонов, с помощью инжекции внешнего непрерывного (CW) излучения. Показано, что путем точной настройки частоты и мощности внешнего CW-излучения можно преодолеть присущие солитонам силы отталкивания в режиме HML, способствуя их сборке в стабильные кластеры. Физическая природа наблюдаемого эффекта связана с формированием устойчивой интерференционной картины между дисперсионными волнами солитонов и непрерывным излучением, инжектируемым на определенной резонансной длине волны. Ключевую роль играет усиление истощения и восстановления (Gain Depletion and Recovery, GDR), которое по-разному масштабирует асимметрию пьедесталов для солитонов, встроенных в такую интерференционную структуру. В результате ансамбль солитонов может испытывать не только усиленное взаимное отталкивание, но и возникновение сил притяжения, облегчая переход от исходного HML-состояния лазера к солитонной молекуле.

Численное моделирование с использованием скалярной модели волоконного лазера на основе PM-компонент (рис. 1) выявляет узкие резонансные полосы инжекции CW вблизи боковых полос Келли (рис. 2). В зависимости от частотной отстройки инжекция в эти полосы может либо усиливать GDR-индуцированное отталкивание для стабилизации HML-состояний, либо, наоборот, инициировать силу притяжения, приводящую к кластеризации солитонов. Величина этого CW-индуцированного взаимодействия может на порядок превышать стандартное GDR-отталкивание, наблюдаемое в автономном лазере. При этом сила притяжения монотонно растет с мощностью инжекции.

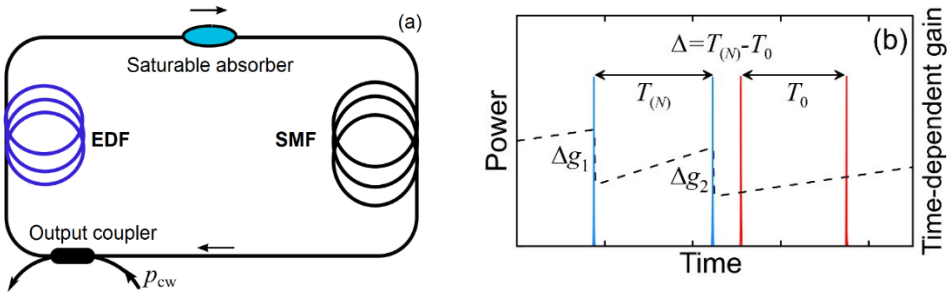


Рис. 1. (a) Схема лазера в численном моделировании; (б) Определение силы взаимодействия GDR для пары импульсов. Красные и синие линии представляют начальное и конечное взаимное расположение пары импульсов (после N обходов резонатора) соответственно. Пунктирная линия показывает выигрыш, зависящий от времени, после N обходов.

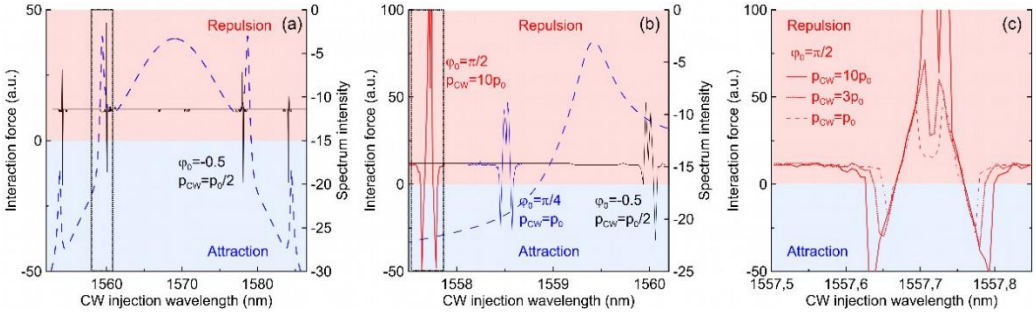


Рис. 2. Результаты численного моделирования. Относительная сила взаимодействия между импульсами в зависимости от длины волны непрерывного излучения при заданных параметрах излучения. Синяя пунктирная линия представляет оптический спектр лазера без непрерывного излучения в качестве эталона. Рисунки (a), (b) и (c) соответствуют различным спектральным масштабам настройки длины волны. Области в рамках (a) и (b) обозначают спектральные диапазоны, подробно показанные в (b) и (c), соответственно.

Результаты моделирования были дополнительно подтверждены в эксперименте. Для этого был собран PM-лазер на PM на основе SESAM. При сканировании длины волны CW-излучением вблизи коротковолновой боковой полосы Келли первого порядка ($\lambda \approx 1564.6$ нм) наблюдалось резонансное взаимодействие, приводящее к дестабилизации исходного HML-состояния и переходу в режим слабосвязанных солитонных кластеров с межимпульсными интервалами в несколько наносекунд. Увеличение мощности инжекции способствует формированию более компактных кластеров, что подтверждается появлением четкой спектральной модуляции и сокращением временного разделения солитонов по данным автокорреляции. Наиболее сильно связанное состояние с разделением Tm ~ 3.6 пс (примерно пять ширин солитона) достигнуто при мощности инжекции 0.9 мВт. При этом наблюдается «квантованное» поведение межимпульсного расстояния, изменяющегося дискретными скачками. Полученные молекулы сохраняют стабильность даже после выключения внешней инжекции, что указывает на каталитическую роль CW-излучения: оно обеспечивает начальное сближение, после чего вступают в действие собственные силы связанного состояния.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда. Разработка экспериментальной установки поддержана проектом №23-79-30017. Работы по управлению многоимпульсным режимом лазера поддержаны проектом № 25-19-00821.

Литература

[1] X. Liu, M. Pang, *Laser Photon. Rev.* **13**, 1800333 (2019)
[2] D. Korobko, V. Ribenek et al, *Opt. Express* **30**, 17243-17258 (2022)
[3] V. Ribenek, D. Korobko et al, *Opt. Lett.* **51**, 1594-1597 (2026)

Перестройка длины волны и частоты повторения импульсов в волоконном лазере на основе полупроводникового оптического усилителя с неустойчивостью усиления

Н. Идырысов[1,*], А.А. Рыбак[1,2], А.В. Иваненко[1,2], С.В. Смирнов[1], А.Е. Беднякова[1], Д.А. Художиткова[1]

[1] *Новосибирский государственный университет*
[2] *Институт автоматики и электрометрии СО РАН*
[*] *E-mail: namys.idyrysov @gmail.com*

DOI:10.31868/RFL2026.107-108

Оптические неустойчивости, возникающие в волоконных лазерных резонаторах, представляют интерес для создания простых и компактных источников импульсного излучения без использования модуляторов и насыщающихся поглотителей. В работе [1] впервые показано, что неустойчивость лазерного усиления (НЛУ), обусловленная самоподдерживающейся кросс-модуляцией усиления в полупроводниковом оптическом усилителе (ПОУ), обеспечивает устойчивую генерацию субнаносекундных импульсов с гигагерцевой частотой повторения. В последующих работах для такого лазера по отдельности были реализованы перестройка длины волны генерации с помощью перестраиваемого оптического фильтра (ПОФ) [2] и управление частотой повторения импульсов путем изменения разности длин контуров обратной связи с помощью оптической линии задержки (ОЛЗ) [3].

В настоящей работе впервые реализован волоконный лазер на основе ПОУ, обеспечивающий одновременную перестройку длины волны генерации и частоты повторения импульсов (Рис. 1). Резонатор лазера содержит ПОУ, оптический циркулятор и волоконный ответвитель, формирующие контуры положительной и отрицательной оптической обратной связи. Для управления длиной волны генерации в резонатор введен ПОФ с электронным управлением, а для изменения разности длин контуров — электронно-управляемая ОЛЗ.

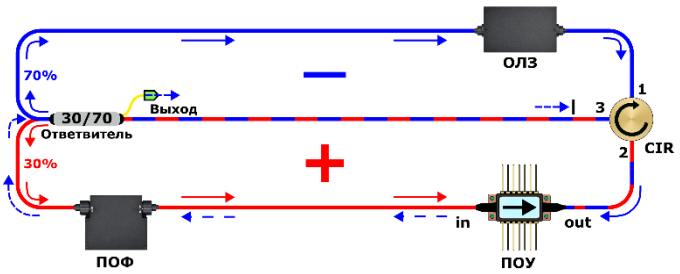


Рис. 11. Схема лазера: ПОУ – полупроводниковый оптический усилитель, ПОФ – перестраиваемый оптический фильтр, ОЛЗ – оптическая линия задержки, CIR – циркулятор.

В ходе эксперимента центральная длина волны ПОФ изменялась в полном диапазоне от 1525 до 1565 нм, ток накачки ПОУ варьировался от 100 до 500 мА, а время задержки ОЛЗ изменялось от 0 до 300 пс. Для различных комбинаций параметров регистрировались радиочастотные и оптические спектры, а также осциллограммы импульсов. На Рис. 2 представлены характерный радиочастотный спектр и соответствующая осциллограмма импульсной последовательности,

зарегистрированные при центральной длине волны ПОФ 1550 нм, токе ПОУ 300 мА и времени задержки 165 пс.

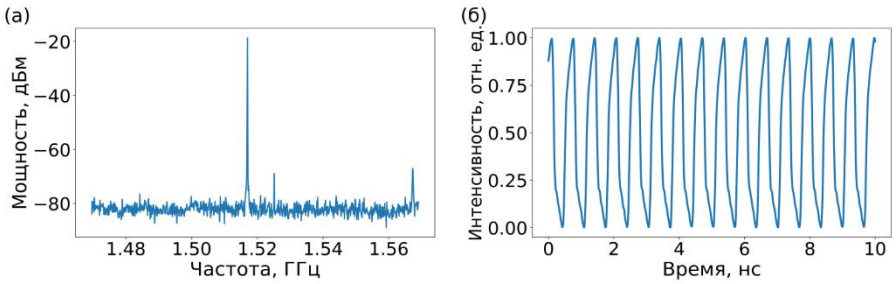


Рис. 12. Радиочастотный спектр (а) и соответствующая осциллограмма импульсов (б).

На Рис. 3(а) показаны зависимости частоты повторения импульсов от времени задержки ОЛЗ для различных значений тока ПОУ и центральной длины волны ПОФ. Из представленных зависимостей следует, что уменьшение времени задержки приводит к увеличению частоты повторения импульсов от 1,0 до 2,2 ГГц. При этом изменение тока ПОУ и длины волны фильтра оказывает слабое влияние на характер зависимости. На рис. 3(б) приведены оптические спектры генерации, зарегистрированные при различных настройках центральной длины волны ПОФ. Изменение длины волны фильтра приводит к соответствующему смещению спектра излучения.

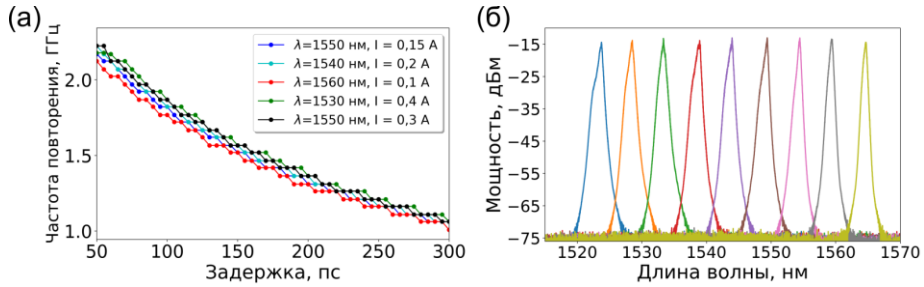


Рис. 13. (а) – зависимость частоты повторения импульсов от времени задержки ОЛЗ. (б) – оптические спектры излучения при различных настройках длины волны ПОФ.

Таким образом, экспериментально продемонстрирована возможность одновременной перестройки длины волны генерации в диапазоне 1525–1565 нм и частоты повторения импульсов в диапазоне 1,0–2,2 ГГц в волоконном лазере на основе полупроводникового оптического усилителя с неустойчивостью усиления.

Полученные результаты расширяют функциональные возможности лазеров данного типа и представляют интерес для применений в телекоммуникационных системах, спектроскопии и лидарных технологиях.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 24-12-00314.

Литература

[1] S. Smirnov, B. Nyushkov et al, *Optics Letters* **48**, 6084–6087 (2023)
[2] A.V. Ivanenko, A.E. Bednyakova et al, *Laser Physics Letters* **21**, 125005 (2024)
[3] A.V. Ivanenko, S.V. Smirnov et al, *Optics Express* **33**, 48815–48823 (2025)

Новый класс волоконных самосканирующих лазеров с синхронизацией продольных мод

А.А. Кривоносов[1,2], **Н.Р. Поддубровский**[1,*], **Е.В. Подивилов**[1], **И.А. Лобач**[1], **С.И. Каблуков**[1]

[1] *Институт автоматики и электрометрии СО РАН*
[2] *Новосибирский государственный университет*
[*] *E-mail: pod_nikita@iae.nsk.su*

DOI:10.31868/RFL2026.109-110

Самосканирующие волоконные лазеры (СЛ) исследуются уже около пятнадцати лет [1]. Под самосканированием понимается самопроизвольное однонаправленное изменение длины волны генерации в отсутствие внешнего управления. Принцип работы СЛ основан на формировании стоячей волны в активной среде, что приводит к пространственному выжиганию инверсной населенности: в усиливающей среде возникают чередующиеся области с высоким и низким уровнем инверсии, образующие т.н. динамическую решетку населенности (ДРН) [2]. Эта ДРН действует как спектральный селектор: она подавляет продольную моду, которая её сформировала (ν_0), и способствует выходу в генерацию соседней моды. До недавнего времени считалось, что в формировании ДРН и генерации СЛ в каждый момент времени может участвовать лишь небольшое число продольных мод (в пределе - одна) (см. Рис. 1а). Это связано с тем, что ширина спектральной селекции ДРН $\Delta\nu_{DPG}$ для волоконных лазеров с большой длиной активной среды (когда длина усиливающей среды l_a сравнима с длиной резонатора L) оказывается сопоставимой с межмодовым интервалом лазера $\delta\nu$ [3].

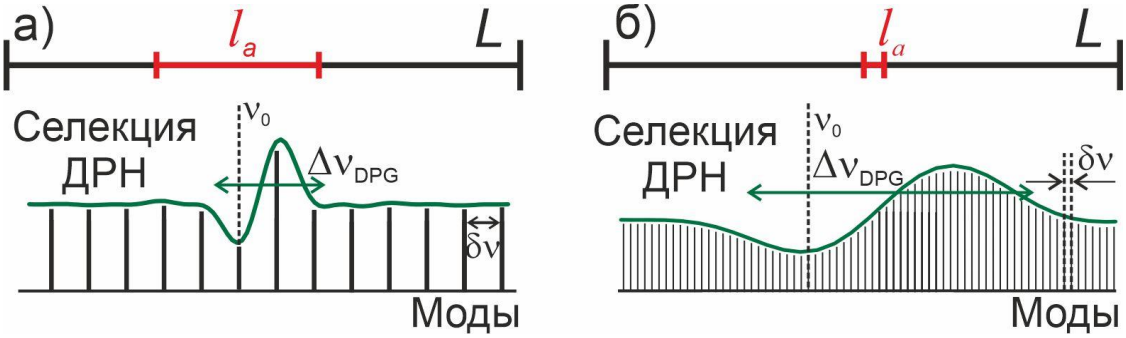


Рис. 1. Спектральная селекция в СЛ: а) СЛ с длинной ДРН, б) СЛ с короткой ДРН.

Однако недавно нами впервые был продемонстрирован новый принцип спектральной селекции на основе ДРН [4]. Использование сильнолегированного активного волокна позволяет радикально сократить длину усиливающей среды l_a (а значит, и длину ДРН). В этом случае спектральная ширина селекции ДРН оказывается много больше межмодового интервала: $\Delta\nu_{DPG} >> \delta\nu$ (см. рис. 1б). Таким образом, ДРН выступает уже не как селектор одной продольной моды, а как фильтр, выделяющий целую группу мод. Это открывает возможность реализации режима, в котором одновременно сосуществует много продольных мод и наблюдается самосканирование длины волны под действием ДРН.

Нами было экспериментально исследовано несколько конфигураций иттербиевого лазера с резонатором в форме «девятки», состоящим из линейной и кольцевой частей. Использование высоколегированного активного волокна (поглощение в сердцевине около 1200 дБ/м) и накачки в сердцевину позволило сократить длину накачиваемой части активного волокна до 30 см при общей длине

резонатора от 10 до 20 м. В этом случае возможно получение самосканирования частоты с одновременной генерацией большого числа мод (более 30). Важной особенностью является то, что моды оказались синхронизованы между собой, что выражалось в формировании микросекундных импульсов (пассивная модуляция добротности), каждый из которых состоял из более коротких наносекундных импульсов [4].

Было установлено, что ключевое значение в работе лазера имеет добротность резонатора. При её увеличении удалось подавить эффект модуляции добротности: наблюдается стационарная генерация коротких импульсов длительностью 3 нс с периодом следования 80 нс (см. Рис. 2а). Одновременно с этим происходит самосканирование, диапазон перестройки которого достигает 21 нм (см. Рис. 2б). Скорость сканирования может достигать 80 нм/с, что на два порядка превышает скорость классических СЛ.

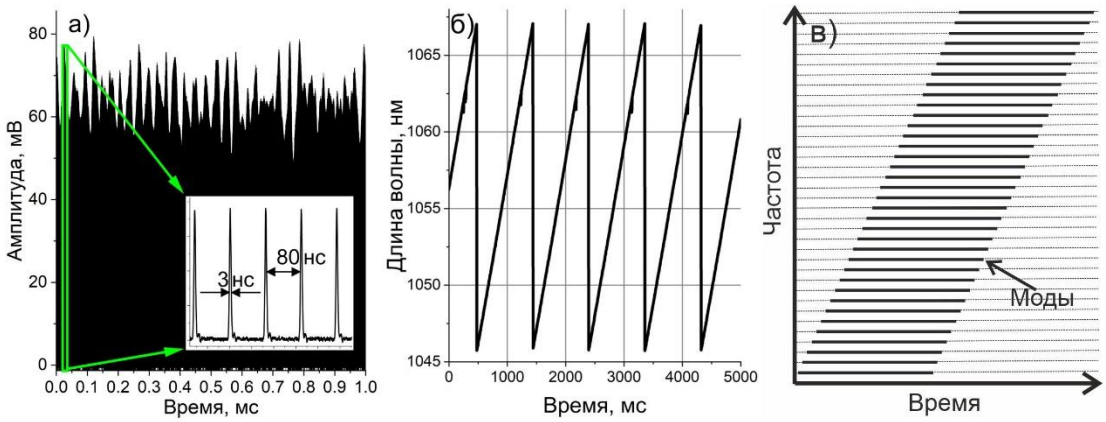


Рис. 2. Динамики: а) интенсивности, б) длины волны, в) модового состава (модельная).

Установлено, что в каждый момент времени в генерации участвует пакет примерно из 30 продольных мод (см. рис. 2в). Процесс перестройки длины волны представляет собой непрерывное подавление мод с одного края этого пакета и одновременное введение в генерацию новых мод на противоположном краю. Иными словами, перезапись ДРН и смена модового состава происходят плавно, в отличие от скачкообразного сканирования, типичного для одночастотных СЛ. Этот результат открывает новое направление развития лазерных источников - пассивную перестройку длины волны в лазерах с синхронизацией мод. Детальное обсуждение принципа работы, включая результаты высокоразрешающего спектрального анализа, прямо демонстрирующие эволюцию модового состава, а также перспективы развития и фундаментальные ограничения предложенного подхода будут представлены в докладе.

Работа выполнена в рамках Гранта РНФ N◦25-12-00186. В работе использовалось оборудование ЦКП «Спектроскопия высокого разрешения газов и конденсированных сред» Института автоматики и электрометрии СО РАН.

Литература

[1] A.V. Kir'yanov. *Optical Fiber Lasers: Recent Advances and Applications (Cham: Springer Nature),* 219-272 (2026)
[2] S. Stepanov, *Journal of physics D: applied physics*, **41**, 224002 (2008)
[3] N.R. Poddubrovskii, R.V.Drobyshev et al, *Photonics* **9**, 613 (2022)
[4] A.A. Krivonosov, N.R. Poddubrovskii et al, *Opt. Lett.* **50**, 1021-1024 (2025)

Перестраиваемый тулиевый лазер ультракоротких импульсов с внутрирезонаторным фильтром на основе конического волокна

А.И. Лобанов[1,*], **А.В. Ширманкин**[1], **В.А. Камынин**[1], **С.А. Филатова**[1], **Ю.Г. Гладуш**[2], **Д.В. Красников**[2], **А.Г. Насибулин**[2], **В.Б. Цветков**[1]

[1] *Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук*
[2] *Сколковский Институт Науки и Технологии, Москва, Большой бульвар 30/с1*
[*] *Email: l0banov.a.i@yandex.ru*

DOI:10.31868/RFL2026.111-112

Способность волоконных лазеров к переключению или плавной перестройке длины волны вызывает значительный исследовательский интерес благодаря потребностям спектроскопии [1], прецизионных сенсоров [2] и высокоскоростных систем оптической связи. Повышенное внимание направлено на лазеры на основе тулиевого волокна, востребованные в лидарах для атмосферного зондирования [3], детектирования газов [4] и в биомедицине [5]; в последнем случае подстройка длины волны управляет глубиной проникновения излучения в ткани. Для реализации перестройки применяют несколько методов, среди которых особо выделяется коническое оптическое волокно (КОВ) [6], отличающееся простотой эксплуатации и встраивания в волоконные схемы. Перестройку длины волны реализуют растяжением [7], скручиванием [8] или изгибом [9]; изгибный способ рассматривается как более предпочтительный, поскольку исключает риск разрыва . В данной работе исследуются спектральные свойства КОВ с диаметрами перетяжки 15, 20 и 30 мкм и длиной 4 см, а также демонстрируется перестраиваемый волоконный лазер с синхронизацией мод.

Был изготовлен оптический фильтр на основе КОВ. Для обеспечения возможности регулировки кривизны волокна образец КОВ был зафиксирован в специальном держателе, конструкция которого допускает поворот одного из концов волокна относительно другого, что позволяет контролируемо изменять угол его изгиба (см. Рис. 1, а). Спектральный отклик изготовленных КОВ был измерен в оптическом диапазоне от 1900 до 2100 нм с использованием тулиевого волоконного источника усиленного спонтанного излучения (УСИ). Спектр пропускания КОВ, представленный на Рис. 1, б имеет характерную синусоидальную форму. Также были получены спектры пропускания оптического фильтра на основе КОВ в зависимости от угла изгиба.

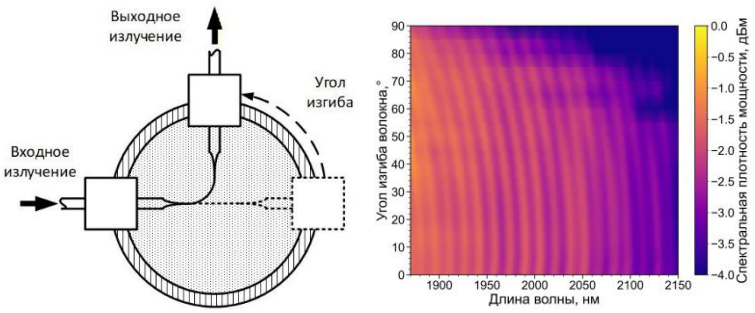


Рис. 1. *а*: Принципиальная схема оптического фильтра на основе КОВ; *б*: Карта спектрального отклик КОВ с диаметром перетяжки 30 мкм в зависимости от угла изгиба

Далее была создана серия волоконных резонаторов, отличающихся параметрами оптического фильтра на основе КОВ. Принципиальная схема показана на Рис.2, *а*. В качестве активной среды использовалось тулиевое волокно формата double-clad с накакой в оболочку. Накачка осуществлялась лазерным диодом на длине волны 793 нм. Режим синхронизации мод достигался с помощью насыщающегося поглотителя, в качестве которого выступала синтезированная методом аэрозольного химического осаждения из газовой фазы пленка одностенных углеродных нанотрубок.

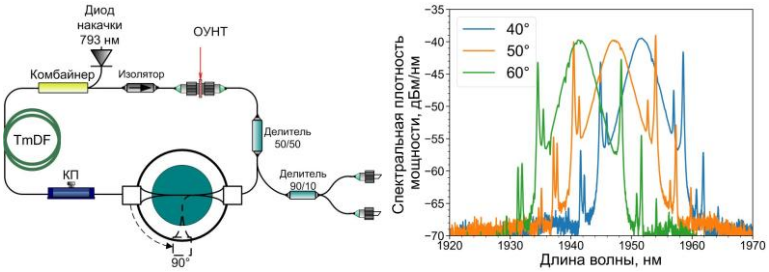


Рис. 2. *а*: Схема тулиевого волоконного лазера с оптическим фильтром на основе КОВ *б*: Спектры выходного излучения тулиевого лазера УКИ в зависимости от угла изгиба КОВ с диаметром 30 мкм

В работе исследованы спектральные свойства оптического фильтра на основе КОВ с диаметрами перетяжки 15, 20 и 30 мкм и длиной 4 см. В данной работе продемонстрирован потенциал использования КОВ в качестве оптического фильтра для полностью волоконного перестраиваемого импульсного лазера, работающего в двухмикронном спектральном диапазоне. Произведено сравнение результатов перестройки оптических фильтров на основе КОВ с различным диаметром. Наибольшую перестройку на один градус угла (порядка 0.5 нм/°) продемонстривал фильтр диаметром 30 мкм.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 24-72-10120.

Литература

[1] J. Wang et al, *Appl. Phys. B.* **103**, 262-269 (2011)
[2] S. Diaz *J. Light. Technol.* **34**, 4591-4595 (2016)
[3] R.J. De Young, N.P. Barnes, *Appl. Opt.* **49**, 562 (2010)
[4] A.D. Vladimirskaya et al, *Advanced Sensor Systems and Applications XI* **11901,** 20 *(*2021)
[5] W.Y. Hoder et al, *J. Biomed. Opt.* **17**, 068005 (2012)
[6] A.V. Shirmankin et al, *Opt. Fiber Technol.***95**, 104457 (2025)
[7] H. Ahmad H et al, *Opt. Commun.* **387**, 84-88 (2017)
[8] M. Mansor et al, *Pertanika J. Sci. Technol.* **28** (2020)
[9] Y. Feng et al, *IEEE Photonics Technol. Lett.* **29**, 2175-2178 (2017)

Синхронизация частоты массива волоконных лазеров с пассивной модуляцией добротности и усиления внешним затравочным излучением

Е.Д.Маслова[1,2,*], **И.В. Обронов**[1], **Н.Н. Евтихиев**[1]

[1] *ООО «ВПГ Лазеруан», Пл. Академика Б.А. Введенского 3, стр. 5, Фрязино, Московская обл., 141190, Россия*

[2] *Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», 115409, г. Москва, Каширское шоссе, д. 31*

[*] *E-mail: maslovakatya97@yandex.ru*

DOI:10.31868/RFL2026.113-114

Пассивная модуляция добротности в волоконных лазерах – перспективная технология генерации импульсов высокой мощности и энергии с использованием компактного насыщающегося поглотителя на основе активного волокна [1]. Масштабирование мощности таких лазеров ограничено нелинейными эффектами (из-за возрастания пиковой мощности) и ухудшением качества пучка. Альтернативный подход — объединение нескольких лазеров с пассивной модуляцией добротности и усиления, что приводит к синхронизации лазеров и выравниванию их частот [2]. Для промышленных применений необходим не только рост мощности, но и контроль параметров генерации. Поскольку лазеры с пассивной модуляцией добротности являются автоколебательными системами, актуально управление их частотой внешним затравочным излучением. Применение инжекционной затравки ранее исследовалось для лазеров с активной модуляцией добротности [3], тогда как в данной работе она используется для синхронизации частоты системы лазеров с пассивной модуляцией добротности с частотой задающего лазера.

На Рис. 1 показана конфигурация волоконного лазера с пассивной модуляцией добротности и усиления (ведомого лазера) с внешним затравочным излучением (задающим лазером). Лазерная архитектура включает два вложенных резонатора с волоконными брэгговскими решетками (ВБР) (с центральными длинами волн $\lambda_1 = 1040$ нм, $\lambda_2 = 1070$ нм, $\lambda_2 > \lambda_1$). Активное волокно внутреннего резонатора выступает в роли насыщающегося поглотителя для внешнего резонатора. Первичный импульс, образованный внешним резонатором (λ_1), работающим в режиме с пассивной модуляцией добротности, стимулирует развитие вторичного импульса, образованного внутренним резонатором (λ_2). Вторичный импульс усиливается волокном внешнего резонатора. В результате лазерный источник работает в импульсном режиме.

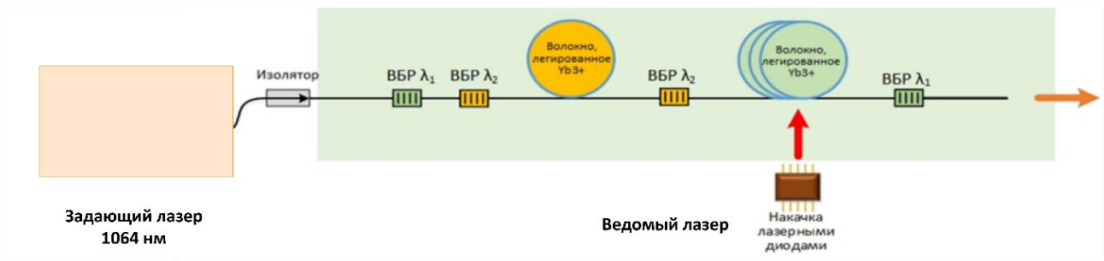


Рис. 1. Конфигурация волоконного лазера с модуляцией добротности и усиления с затравочным излучением.

В качестве задающего лазера использовался импульсный лазер (1064 нм, ширина линии 2 нм, средняя мощность до 10 Вт, перестройка частоты 50–200 кГц).

При подаче затравочного излучения со стороны ВБР λ_1, λ_2 происходит снятие части инверсии в резонаторе, что изменяет динамику генерации лазера на 1070 нм, синхронизуя частоты следования импульсов задающего лазера с частотой ведомого лазера.

Первоначально был проведен эксперимент с задающим лазером и одним ведомым лазером, в результате которого частота импульсов с модуляцией добротности была синхронизирована с подаваемой фиксированной частотой затравочного излучения. Синхронизация задающего лазера и ведомого достигалась в определенном диапазоне частот. С ростом мощности задающего лазера диапазон синхронизации увеличивался. При пороговой мощности задающего лазера менее 1 Вт синхронизация не достигается вовсе.

На рис. 2 представлены осциллограмма синхронизованных импульсов (синий — выходной импульс ведомого лазера, красный — импульс задающего лазера) и характерный спектр выходного сигнала с двумя рабочими длинами волн ведомого лазера и спектральной компонентой задающего лазера.

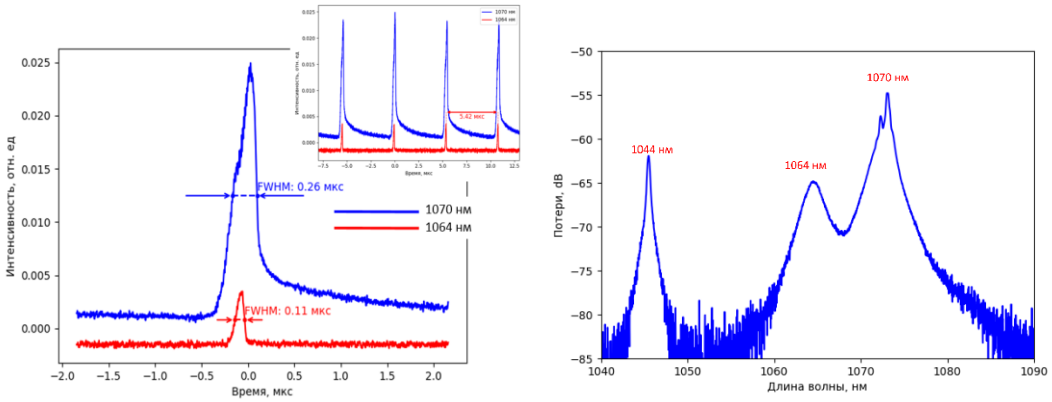


Рис. 2. а) Осциллограмма волоконного лазера с модуляцией добротности с затравочным излучением, б) характерный спектр выходного сигнала волоконного лазера с затравочным излучением.

Исследованы различные схемы объединения двух ведомых лазеров для управления их частотами перестройкой частоты затравочного излучения. В определенном диапазоне мощности задающего лазера была достигнута синхронизация двух лазеров с пассивной модуляцией добротности и усиления на частоте задающего лазера. Установлено, что увеличение мощности затравочного излучения расширяет диапазон частот, в котором достигается синхронизация нескольких ведомых лазеров.

Литература

[1] A.A. Fotiadi, A.S. Kurkov et al, *In CLEO/Europe Conference on Lasers and Electro-Optics Europe* 515 (2005)
[2] N. Chaoyu, Z. Shuzhen et al, *Optics Express.* **31**, 43125-43134 (2023)
[3] W. Li, K. Ji et al, *Opt. Commun.* **557**, 130286, (2024)

Секция 3
«Нелинейное преобразование излучения: ВКР, ВРМБ, параметрическая генерация, генерация гармоник и терагерцового излучения»

Методы контроля и анализа модового состава при исследовании эффектов в системах на основе многомодовых оптических световодов

М.Д. Гервазиев[1,2,*], **А.А. Ревякин**[1,2], **Н.Бочкарев**[1,2], **А.Г. Кузнецов**[1,2], **В.А. Симонов**[1,2], **В.С. Терентьев**[1,2], **А.В. Достовалов**[1,2], **Д. С. Харенко**[1,2], **С.А. Бабин**[1,2]

[1] *Институт автоматики и электрометрии СО РАН, Новосибирск, Россия*
[2] *Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия*
[*] *E-mail: gervaziev.m@gmail.com*

DOI:10.31868/RFL2026.116-117

Многомодовые (ММ) световоды рассматриваются, как способ преодоления фундаментальных пределов, к которым приближаются системы на основе стандартного одномодового оптического волокна [1]. Интерес вызывают как обнаруженные в однопроходной схеме уникальные нелинейные эффекты (керровская самочистка пучка [2], модовое солитонное самопреобразование [3]), так и динамика излучения в волоконных лазерах на основе ММ световодов. Благодаря развитию методов количественного анализа, таких как модовая декомпозиция (МД), некоторые эффекты получили теоретическое описание, подкрепленное экспериментальными данными [4]. Необходимо отметить, что несмотря на впечатляющий прогресс в данной области, большинство экспериментов проводятся со случайными начальными условиями: при заведении в волокно гауссова пучка, отличающегося по размеру от фундаментальной моды, невозможно определить точное количество и пропорции возбужденных мод на входе. Помимо этого, интерес представляет исследование модовой нестабильности, являющейся лимитирующим фактором для повышения мощности волоконных лазеров. Данная работа посвящена методу эффективного структурирования пучков на входе в волокно [5] и методу МД, позволяющему производить анализ в реальном времени [6], а также исследованиям динамики модового состава излучения в однопроходной схеме [7] и в ММ ВКР-лазере [8].

Для возбуждения отдельных Гаусс-Лаггеровских (Laguerre-Gaussian, LG) мод разработан метод расчёта фазовых голограмм на основе итерационной процедуры попеременных проекций, который позволяет формировать произвольные амплитудно-фазовые распределения с эффективностью до 15%, что в 2–3 раза выше, чем у демонстрировавшихся до этого подходов, при сохранении высокой точности воспроизведения (расхождение менее 3%, отклонение фазы $< 10^{-2}$ рад) [5]. Для анализа модового состава в реальном времени предложена процедура мультиплексированной МД. Для того, чтобы измерять амплитуды нескольких мод одновременно, в фазовую маску эти моды кодируются с индивидуальной частотной отстройкой. Таким образом в области первого дифракционного максимума в Фурье-плоскости образуется массив корреляционных откликов, соответствующих отдельным модам. Также предложена комбинированная методика МД, объединяющая фазовую корреляционную фильтрацию и матрично-ориентированный подход; она обеспечивает восстановление амплитуд и фаз с точностью 99% и 95% соответственно для пучков, содержащих до 15 мод, и демонстрирует устойчивость к шуму, на несколько порядков превосходящую известные аналоги [6].

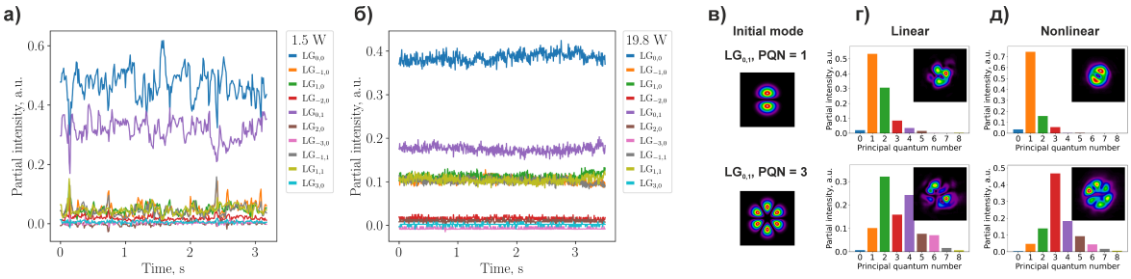


Рис. 1. а) и б) динамика модового состава стоксова пучка при его мощности 1,5 Вт и 19,8 Вт соответственно; в) начальная мода г) и д) соответствующий модовый состав и профиль пучка на выходе из ММ волокна в линейном и нелинейном режимах соответственно.

Применение метода структурирования позволило исследовать динамику модового состава в системах на основе градиентных ММ волокон. Метод МД в реальном времени применён для анализа модовой нестабильности в многомодовом волоконном ВКР-лазере с диэлектрическим зеркалом на торце. Показано, что характерное время флуктуаций составляет сотни миллисекунд, а выбор зеркала диаметром 12 мкм обеспечивает долю основной моды ~40% (Рис. 1а,б) и меньшую амплитуду осцилляций по сравнению с зеркалом 15 мкм. Впервые продемонстрирована одновременная декомпозиция 10 мод в реальном времени, а анализ усреднённого модового состава выявил отклонение от экспоненциального распределения, что указывает на определяющую роль селективных свойств зеркала. Кроме того, экспериментально продемонстрирован эффект стабилизации одиночных LG мод при распространении излучения в пассивном волокне. При переходе от непрерывного режима к фемтосекундному импульсному с пиковой мощностью до 12.5 кВт выходной пучок вместо спекл-картины преобразуется в линейную комбинацию мод той же группы вырождения, причём вклад исходной группы возрастает (Рис. 1в,г,д).

Разработанный комплекс методов открывает новые возможности для исследования коллективной динамики мод в ММ волоконных системах. Полученные результаты не только углубляют понимание нелинейных эффектов, но и создают практическую основу для создания источников излучения с контролируемым модовым составом.

Работа выполнена при поддержке РНФ (Грант № 26-72-10061 и грант № 21-72-30024-П).

Литература

[1] I. Cristiani, et al., *Journ. of Opt.* **24(8)**, 083001 (2022)
[2] K. Krupa, et al., *Nat. Phot.*, **11(4)**, 237-241 (2017)
[3] L. Rishøj, et al., *Optica*, **6(3)**, 304-308 (2019)
[4] F. Mangini, et al., *Opt. Exp.*, **30(7)**, 10850-10865 (2022)
[5] A. A. Revyakin, et al., *Appl. Opt.*, **64(34)**, 10334-10341. (2025)
[6] M. D. Gervaziev, et al., *PIERS-Fall*, *IEEE*, 1-5 (2025)
[7] M. D. Gervaziev, et al., *Las. Phys. Let.*, **23(5)**, 055102 (2026)
[8] M. D. Gervaziev, et al., *Opt. Laser Technol.***184**, 112512 (2025)

Мощный (до 30 Вт) ВКР усилитель непрерывного одночастотного линейно поляризованного сигнала на 1310 нм от полупроводникового задающего DFB лазера на основе волокна с подавлением ВРМБ

А.А. Сурин[1,*], Н.Д. Магницкий[1], А.А. Борминцев[1, 2], Т.А. Насыбуллин[2], А.С. Назаров[1], А.В. Холодков[1]

[1] *ООО "ВПГ Лазеруан", Фрязино, Россия*

[2] *Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), Москва, Россия*

[*] *E-mail: aSurin@vpglaserone.ru*

DOI:10.31868/RFL2026.118-119

Одночастотные непрерывные лазеры высокой мощности (10-ки Вт) ближнего ИК диапазона востребованы во многих применениях таких, как: лидары [1], голография [2], рефлектометрия [3]. Если речь идёт о подобных лазерах в волоконном исполнении, то как правило применяют схему MOPA [4-6]. В данной схеме в качестве задающего лазера выступают зачастую полупроводниковые DFB лазеры, а усиление осуществляется в нескольких волоконных усилительных каскадах [4]. Если требуется получать генерацию излучения в диапазонах длин волн, которые не охватываются известными активными средами, то в общем-то безальтернативным вариантом волоконного усилителя маломощного одночастотного сигнала в таком случае является ВКР усилитель [5,6]. Как подробно описано в работах [4-6] основным препятствием на пути к повышению мощности в таком случае является ВРМБ. Данная работа явилась продолжением нашей прошлой работы [7], где мы применили ряд нововведений.

С целью сокращения длины ВКР усилителя и ухода от использования двух независимых источников накачки мы разработали более мощную накачку ВКР усилителя – мощный непрерывный ВКР лазер на длине волны 1246 нм мощностью до 200 Вт и спектральной шириной линии 0,7 нм (FWHM). Обновлённая оптическая схема усиления непрерывного одночастотного сигнала на 1310 нм от задающего DFB лазера приведена на Рис. 1.

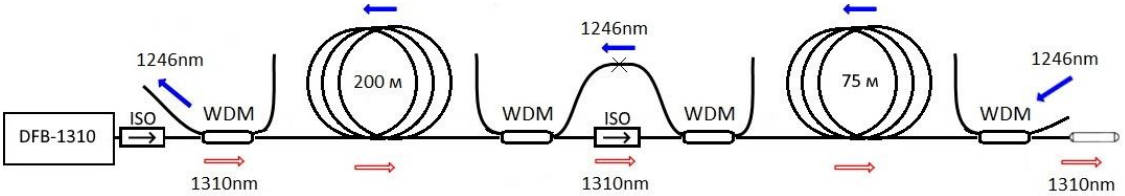


Рис. 1. Схема ВКР усилителя с встречным распространением накачки и сигнала.

В том числе мы оптимизировали выходной ВКР усилитель с точки зрения его волоконного состава. Мы и ранее [7] использовали двусоставный ВКР усилитель – состоящий из двух разных волокон, отличающихся химическим составом световедущей жилы, что обеспечивало увеличение длины ВКР усилителя без понижения порога возникновения ВРМБ. Также эффективным способом подавления ВРМБ может быть использование волокна с подавлением коэффициента усиления ВРМБ за счёт создания в световоде специального многомодового поперечного

профиля акустического показателя преломления с сохранением оптических свойств сердцевины световода [8,9].

По мотивам отмеченных работ [8-9] на предприятии нами было разработано волокно, поддерживающее поляризацию, жила которого легирована оксидом германия и фтором таким образом, что профиль оптического показателя преломления сохраняется ступенчатым, а профиль акустического показателя преломления имеет М-образную форму. Было проведено экспериментальное исследование порога возникновения ВРМБ в новом волокне с подавлением ВРМБ, а также в исследуемых ранее волокнах, описанных в прошлой работе [7].

Измерения порога ВРМБ проводили при помощи разработанного ранее в компании ООО «ВПГ Лазеруан» линейно поляризованного волоконного ВКР лазера RLM-1310-3-SF на длине волны 1310 нм с максимальной выходной мощностью 3 Вт и шириной спектральной линии менее, чем 10 МГц. Порог возникновения ВРМБ в новом волокне оказался на ~5 dB выше, чем в германатном волокне и на ~3 dB выше, чем в фосфатном волокне (рис. 2). Кроме того, косвенно было подтверждено, что спектры усиления ВРМБ для всех трёх волокон не пересекаются.

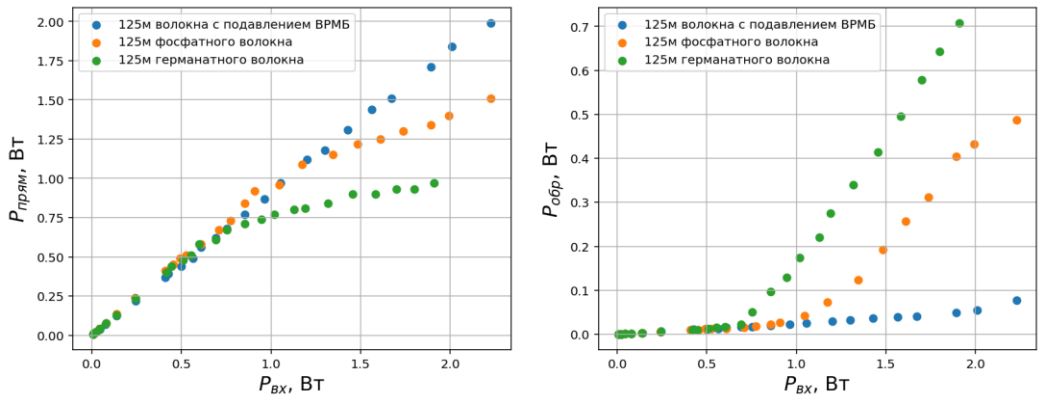


Рис. 2 Зависимости мощности прямо прошедшего и обратно идущего сигнала от мощности входящего сигнала для 125м волокон всех трёх типов.

Таким образом, волоконный ВКР усилитель, на основе кварцевого частотного сдвига, можно составить, как комбинацию из этих 3-х видов волокон, одно из которых – волокно с подавлением коэффициента усиления ВРМБ. Общая длина волокна выходного ВКР усилителя составила 75 м (рис. 2). В результате удалось добиться усиления входного сигнала на длине волны 1310 нм до 15 Вт при мощности накачки 150 Вт.

Литература

[1] C. G. Carlson, P. D. Dragic et al., *Proc. SPIE* **6873** (2008)
[2] K. Hens, J. Sperling et al., *Proc. SPIE* **10944** (2019)
[3] Jihong Geng, C. Spiegelberg et al, *IEEE Photonics Technology Letters* **17,** 1827-1829 (2005)
[4] L. Zhang, S. Cui et al, *Opt. Express*, **21**, 5456-5462 (2013)
[5] Y. Feng, L. Taylor et al, *Opt.Express* **16**, 10927–10932 (2008)
[6] А.А. Сурин, Я.А. Тезадов и др, *Квантовая электроника,* **54**, 753–761 (2024)
[7] А.А. Сурин, Н.Д. Магницкий и др, *XI международный семинар по волоконным лазерам*. 64-65 (2024)
[8] S.V. Tsvetkov, A.S. Lobanov et al, *Photonics* **10,** 1150 (2023)
[9] S.V. Tsvetkov, M.M. Khudyakov et al, *Journal of lightwave technology* **39**, 592-599 (2021)

Непрерывный одночастотный зеленый лазер на 532 нм мощностью 5 Вт

А. А. Сурин[1*], **Д. А. Алексеев**[1], **А. А. Борминцев**[1,2], **Н.Д. Магницкий**[1], **В.П. Суровцева**[1]

[1]*ООО «ВПГ Лазеруан»*

[2]*Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет)*

[*]*E-mail: aSurin@vpglaserone.ru*

DOI:10.31868/RFL2026.120-121

Непрерывное одночастотное (высококогерентное) мощное (единицы ватт) лазерное излучение видимого диапазона крайне востребовано в таких сферах, как голография [1] и индустрия микроэлектроники [2]. Мощности более 1 ватта такого излучения, как правило, получают в результате генерации гармоник в нелинейно-оптических кристаллах [3]. Соответственно, все основные параметры видимого излучения будут определяться параметрами лазера накачки ближнего ИК диапазона, который должен быть в свою очередь достаточно мощным для генерации гармоник и исходно обладать высокой когерентностью излучения, быть одночастотным – генерировать излучение на одной продольной моде резонатора.

Одним из перспективных вариантов таких лазеров могут быть волоконные одночастотные лазеры ближнего ИК диапазона [3,4]. Для создания мощных волоконных одночастотных лазеров применяют так называемую MOPA схему [4]. В ней излучение задающего лазера с требуемыми параметрами (как правило, «пигтейлированного» полупроводникового DFB лазера) усиливается в одном или нескольких волоконных каскадах. Основными трудностями на пути создания подобных волоконных лазеров являются паразитные оптические эффекты такие, как ВРМБ [3,4] и модовая нестабильность [5,6].

В нашей работе мы предложили и исследовали оригинальную оптическую схему для создания такого лазера накачки на длине волны 1064 нм с шириной спектральной линии порядка 1 МГц и мощностью до 20 Вт, в основу которой легли результаты другой работы авторов [7]. Впоследствии мы также получили генерацию второй гармоники на длине волны 532 нм.

Оптическая схема лазера на 1064 нм представлена на рис. 1. Основной её особенностью является то, что сигнальное излучение усиливается в волоконном усилителе с одномодовой накачкой от волоконного иттербиевого лазера на 1020 нм YLM-1020-100-LP (произведённого компанией ООО «ВПГ Лазеруан»), что обеспечивает с одной стороны возможность использовать короткую длину усилителя для повышения порога возникновения ВРМБ, а с другой повышает порог модовой нестабильности [7]. Непрерывная мощность задающего DFB диода составляла 20 мВт. Ширина линии диода, измеренная автогетеродинным методом, составляла порядка 1 МГц. Ответвитель в схеме использовался для контроля возникновения ВРМБ. Возникновение модовой нестабильности контролировали при помощи фотоприёмника, детектировавшего рассеянное излучение от измерителя мощности.

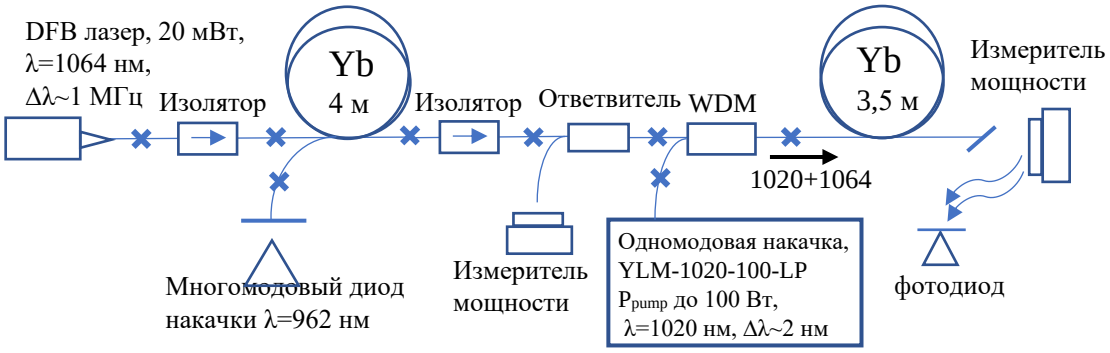


Рис. 1. Оптическая схема одночастотного лазера на 1064 нм мощностью до 20 Вт

Затем излучение такого лазера использовали для генерации второй гармоники по однопроходной схеме в кристалле PPLT. На рис. 2а представлены зависимости мощности и эффективности генерации излучения 532 нм от мощности на 1064 нм. Измеренная ширина спектра зелёного излучения (рис. 2б) была ограничена разрешением спектрометра. Параметр качества пучка $M^2 < 1.1$.

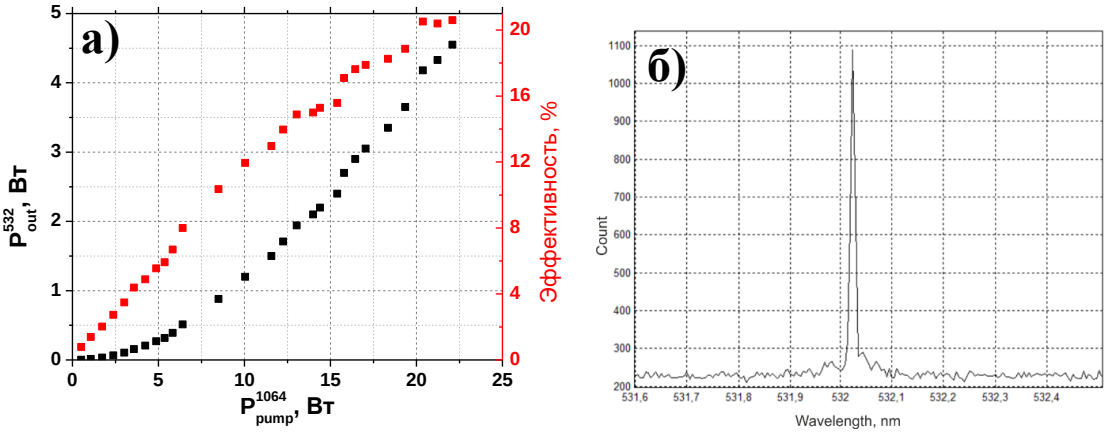


Рис. 2. Зависимость мощности и эффективности генерации излучения 532 нм от мощности накачки 1064 нм (а), спектр зелёного излучения (б).

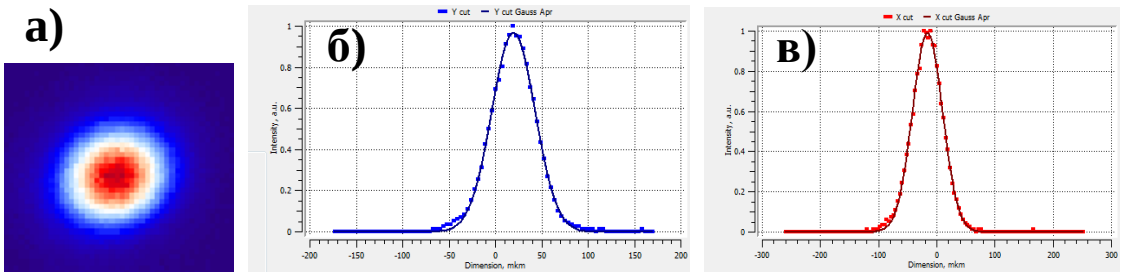


Рис. 3. Изображение пучка зелёного излучения (а), проекции пучка по двум перпендикулярным осям (б, в).

Литература

1. J. Blith, C. R. Lowe et al, *Proceedings of International Conference on Holography* (2006)
2. E.K. Illy, G. Rutterford et al, *SPIE Proceedings* **4977** 241-249, (2003)
3. G. K. Samanta, S. Chaitanya Kumar et al, *Opt. Lett.* **34**, 1561-1563 (2009)
4. L. Zhang, S. Cui et al, *Opt. Express* **21**, 5456-5462 (2013)
5. M. Kuznetsov, O. Vershinin et al, *Opt. Express* **22**, 29714-29725 (2014)
6. N. Andermahr, C. Fallnich, *Opt. Express* **18**, 4411-4416 (2010)
7. A. Surin, A. Molkov et al, *Quantum Electronics* **48**, 1095-1098 (2018)

Влияние формы импульсов излучения накачки и затравки на параметрическую генерацию в двухкаскадном ниобате лития с регулярной доменной структурой

Н.С. Королев[1,2,*], **А.Ю. Остапив**[1,2]

[1]*Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет)*
[2] *ООО «ВПГ Лазеруан»*

[*] *E-mail: korolev.ns@phystech.edu*

DOI:10.31868/RFL2026.122-123

На сегодняшний день источники высокой пиковой мощности среднего ИК являются важной составляющей для широкого спектра медицинского оборудования от абляционных косметических приборов до малоинвазивных хирургических аппаратов. Одним из методов реализации подобных источников являются параметрические генераторы на основе нелинейных кристаллов с регулярной доменной структурой (РДС), в частности РДС кристаллов с несколькими периодами полирования или многокаскадных РДС кристаллов. Вопрос оптимальной для генерации формы импульса подробно освещен, например, в работах Сакса и Ауста [1-3], в которых подтверждается, что прямоугольные импульсы являются наиболее подходящими для высокой эффективности генерации. Однако, не всегда удаётся добиться генерации коротких прямоугольных импульсов в силу конечной скорости нарастания и спада фронтов импульсов. Если пытаться уменьшить вклад неидеальности фронтов за счёт увеличения длительности импульса, то таким образом будет уменьшаться пороговая интенсивность ВРМБ, а значит эффективность будет понижаться в силу изменения спектров накачки и затравки. Вопрос влияния формы фронтов импульсов, а также перекрытия самих импульсов накачки и затравки с неидеальными фронтами на эффективность генерации в РДС кристаллах и форму выходных импульсов является слабо освещенным, особенно в многокаскадных кристаллах.

В данной работе исследуется влияние формы передних фронтов импульсов излучения, входящего в двухкаскадный РДС кристалл ниобата лития, длительности импульсов и их перекрытия. Схематическое изображение экспериментальной установки представлено на Рис. 1.

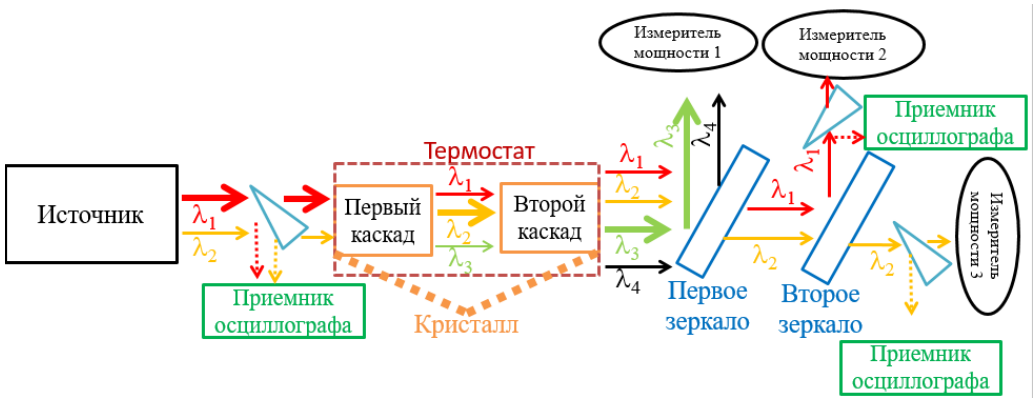


Рис. 1 Схема установки. На схеме синими треугольниками обозначены компоненты, отделяющие малую часть мощности, которая поступает на приёмник стробоскопического осциллографа. Кристалл представлен схематически как два отдельных каскада, размещенных в термостате. Длинам волн соответствуют следующие порядковые номера: 1 – 1,03 мкм, 2 – 1,56 мкм, 3 – 3,03 мкм, 4 – 3,21 мкм. Излучение на входе кристалла линейно поляризовано соответственно e-волне в кристалле. Мощность излучения с длиной волны 1,56 мкм постоянна и равна 5 Вт. Мощность излучение с длиной волны 1 мкм варьируется в пределах от 3 до 40 Вт

Также на основе укороченных уравнений параметрической генерации и квазистатического приближения была построена модель, и её результаты были сопоставлены с результатами эксперимента.

Литература

[1] Z. Sacks et al, *Optics Express* **18**, 12669-12674 (2010)
[2] G. Aoust et al, *Journal of the Optical Society of America B* **31,** 3113-3122 (2014)
[3] G. Aoust et al, *Journal of the Optical Society of America B* **33**, 842-849 (2016)

Генерация второй гармоники излучения волоконного лазера в кристалле PPLN на длине волны 489 нм в частично связанном резонаторе

Е.А. Евменова[1,*], К.В. Колосова[1], Е.К. Каширина[1], А.В. Достовалов[1,2], С.И. Каблуков[1,2]

[1] *Институт автоматики и электрометрии СО РАН*
[2] *Новосибирский государственный университет*
[*] *E-mail: evmenovaea@iae.nsk.su*

DOI:10.31868/RFL2026.124-125

Благодаря хорошим характеристикам излучения, волоконные лазеры широко применяются в ближнем ИК-диапазоне, а нелинейное преобразование их излучения позволяет выйти за его пределы - в видимую и УФ-области. Одна из актуальных задач здесь - создание лазерного источника на 245 нм для замены громоздких и неэффективных газовых лазеров, использующихся при записи волоконных брэгговских решёток (ВБР). Эта длина волны достигается при каскадной генерации второй гармоники (ГВГ) волоконного источника на 980 нм, в основном иттербиевого лазера (ИВЛ) или усилителя. Однопроходная схема с волноводным кристаллом PPLN в первой ступени ГВГ с ИВЛ позволяет получить мощность около 80 мВт на 489 нм [1], но для её дальнейшего масштабирования необходимы резонаторные методы удвоения. В случае многочастотного излучения, характерного для длинных волоконных лазеров, успешно применяется схема частично связанного резонатора [2], в которой слабая обратная связь между внешним высокодобротным резонатором и резонатором лазера автоматически настраивает работу лазера на те продольные моды, которые согласуются с модами внешнего резонатора. Таким образом, лазерное излучение накапливается в высокодобротном резонаторе без необходимости подстройки его длины.

Недавно мы продемонстрировали простую и эффективную схему ИВЛ. В ней используется практически одномодовая накачка на 954 нм от ВКР-лазера, созданного на основе градиентного многомодового волокна. Благодаря вводу накачки в сердцевину стандартного иттербиевого световода 10/125 мкм было получено линейно-поляризованное излучение на 978 нм с выходной мощностью 2 Вт, шириной линии 28 пм и дифференциальной эффективностью 46% [3].

В данной работе представлены результаты удвоения частоты этого лазера в кристалле PPLN длиной 10 мм в схеме с частично связанным высокодобротным резонатором типа «бабочка». Слабую обратную связь в нем формирует пластинка ARW, помещенная внутри внешнего резонатора (Рис. 1а) и фактически являющаяся выходным зеркалом ИВЛ. В радиочастотном спектре лазера наблюдался пик биений на частоте 755 МГц, соответствующей области свободной дисперсии внешнего резонатора, что подтверждает пассивную привязку мод лазера к модам резонатора. При изменении длины пассивного волокна на Δl пик биений перестраивался по частоте в пределах резонансного пика внешнего резонатора вследствие изменения межмодовой частоты резонатора иттербиевого лазера (сформированного плотной ВБР и внутрирезонаторной пластинкой). Он проходил весь резонансный пик внешнего резонатора при $\Delta l \sim 40$ см, расщепляясь на два в крайних положениях. Следовательно, ширина области пассивной привязки одной моды лазера к моде внешнего резонатора соответствует величине этого расщепления ≈ 12 МГц.

На Рис. 1б приведено сравнение мощности второй гармоники в резонаторной схеме при разных Δl (кружки) и в однопроходной схеме (квадраты) в зависимости от мощности многомодовой накачки ВКР-лазера на 915 нм. Однопроходная схема собиралась без входного зеркала *M*2 и пластинки ARW, но с выходной ВБР иттербиевого лазера. Видно, что в резонаторной схеме пороговая мощность второй гармоники уменьшается по сравнению с однопроходной, что подтверждает накопление в резонаторе фундаментальной волны. Однако при мощности накачки 55 Вт мощность на 489 нм насыщалась и не превышала 57 мВт (против 68 мВт в однопроходной схеме). Мы связываем это с выходом в генерацию следующей стоксовой компоненты ВКР-лазера на 995 нм из-за снижения его порога при паразитном отражении от пластинки ARW. В итоге мощность ВКР-лазера на 954 нм и, соответственно, мощность фундаментальной волны на 978 нм, стали насыщаться. Другие ограничения исследуемой схемы ГВГ, а также возможности дальнейшего увеличения эффективности преобразования будут обсуждаться в докладе.

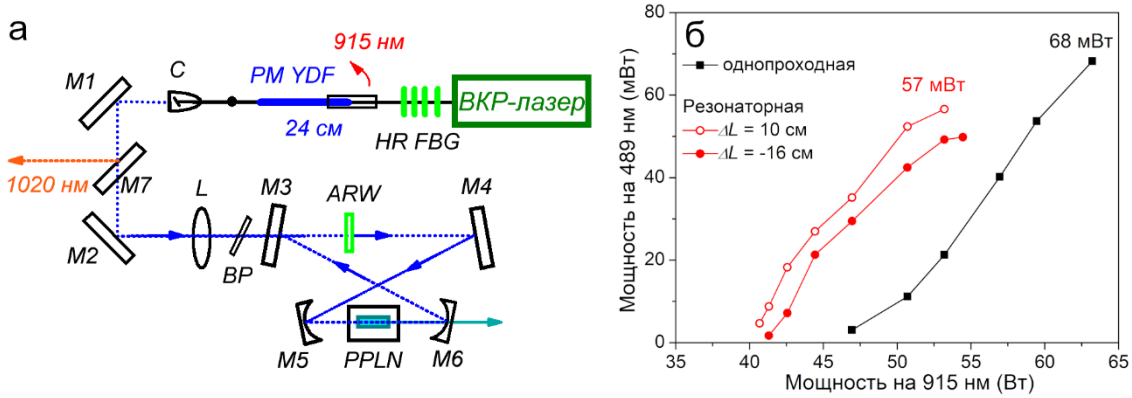


Рис. 1. а. Схема ГВГ в частично связанном высокодобротном резонаторе; б. Зависимость мощности второй гармоники от мощности диодной накачки ВКР-лазера в однопроходной (квадраты) и резонаторной (кружки) схемах ГВГ.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 25-22-20070) и Министерства науки и инновационной политики Новосибирской области (№. 30-2025-001027).

Литература

[1] A. Bouchier et al, *Opt. Express* **13**, 6974- 6979 (2005)
[2] S. Khripunov et al, *Opt. Express* **22**, 7046-7051 (2014)
[3] E.A. Evmenova et al, *Opt. Fiber Technol.* **98**, 104559 (2026)

Стокс-антистокс корреляции рамановского света при его распространении в оптическом волокне

И.В. Панюков[1,2,*], **Е.С. Андрианов**[1,2]

[1] *Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики имени Н. Л. Духова*
[2] *Московский физико-технический институт*

[*] *E-mail:panyukov.iv@phystech.edu*

DOI:10.31868/RFL2026.126

Спонтанное комбинационное рассеяние порождает свет неклассической статистики, для которого характерны сильные корреляции интенсивности между стоксовой и антистоксовой компонентами [1]. Традиционно исследования в этой области касаются временной когерентности рамановского излучения, однако в последнее время внимание смещается в сторону его пространственных корреляционных свойств. В экспериментальной работе [2] обнаружены две характерные особенности. Во-первых, неклассический характер корреляций сохраняется даже при рассеянии на макроскопических образцах, содержащих большое число молекул. Во-вторых, величина корреляций уменьшается при распространении излучения через многомодовое оптическое волокно, причём это уменьшение усиливается с ростом числа распространяющихся мод. Та же тенденция наблюдается и для автокорреляционных функций второго порядка стоксова и антистоксова сигналов.

В настоящей работе построена модель, описывающая корреляции интенсивности света, возникающего при спонтанном рамановском рассеянии на молекулах сероуглерода и распространяющегося далее через слабонаправляющее волокно. Показано, что ортогональность мод волокна обеспечивает некоррелированность квантовых амплитуд возбуждения различных мод. Именно этот эффект лежит в основе подавления неклассических корреляций интенсивности в многомодовом волокне. В работе также установлена количественная связь между степенью подавления корреляций и параметрами волокна. Полученные результаты могут оказаться полезными для контроля неклассических корреляций рамановского излучения и для описания его распространения в различных средах.

Литература

[1] M. Kasperczyk M et al, *Physical review letters* **117**, 243603 (2016)
[2] V. Vento et al. *Nature Communications* **14**, 2818 (2023)

Генератор случайных чисел на основе Бриллюэновского лазера с жестким режимом возбуждения генерации

А. А. Зябловский*, А. Р. Мухамедянов, Е. С. Андрианов

Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н. Л. Духова

** E-mail: zyablovskiy@mail.ru*

DOI:10.31868/RFL2026.127-128

В настоящее время, генераторы случайных чисел (ГСЧ) находят широкое применение при стохастическом моделировании [1] и в байесовских нейронных сетях [2], используются для моделирования различных стохастических физических и биологических систем [3]. Современные стохастические методы, реализованные на классических компьютерах, требуют больших вычислительных мощностей и обычно основаны на методе Монте-Карло [1], который требует вычисления большого количества случайных выборок.

В последнее время достигнут существенный прогресс в создании интегрированных на чипе фотонных вычислительных устройств. Такие устройства могут применяться для ускорения классических вычислений. Для реализации полностью оптических стохастических вычислений требуется создание истинных ГСЧ интегрированных на чипе. Источниками стохастических сигналов в таких фотонных вычислительных системах могут служить различные фотонные элементы [4], в том числе лазеры с вертикальным резонаторы, полупроводниковые кольцевые лазеры и т. д. К настоящему времени, было предложено несколько вариантов оптических генераторов случайных чисел, которые интегрируются в оптические схемы [5, 6]. Такие системы используют шум лазерного излучения или нелинейные эффекты в качестве основы для генерации случайных чисел. Однако такие системы требуют цифровой обработки сигнала после измерения шума для извлечения потока битов.

В нашей работе [7] мы предлагаем новый тип генератора случайных чисел , основанный бриллюэновском лазеры, работающем в жестком режиме возбуждения лазерной генерации [8]. В этом режиме существует область бистабильности, в которой одновременно устойчивыми являются генерирующее и не генерирующее состояния [8]. Мы показываем, что тепловой шум может приводить к спонтанным переходам между не генерирующим и генерирующими состояниями [7], которые вызывают скачкообразные изменения интенсивности лазерного излучения. Такие скачки в сигнале можно рассматриваться как последовательность двоичных чисел (ноль и единицы). Мы используем аналитические и численные модели для определения критерия наблюдения таких случайных переходов. На основе полученных критериев мы определяем параметры лазера, подходящие для генерации истинно случайных сигналов.

Мы демонстрируем, что использование схемы с двумя волнами: волной накачки и затравочной волной позволяет управлять скоростью генерации и распределением случайных чисел. Мы демонстрируем, что предлагаемый ГСЧ на основе бриллюэновсого лазера успешно проходит стандартные тесты NIST SP 800-22 [9]. Полученные результаты открывают путь к созданию устройств с бинарным ГСЧ, интегрированными на оптический чип.

Литература

[1] S. Chowdhury, K. Y. Camsari et al, *Commun. Phys.* 6, 85 (2023)
[2] F. Brückerhoff-Pluckelmann et al, *Nat. Commun.* 15, 10445 (2024)
[3] H.P. Breuer, F. Petruccione, *The theory of open quantum systems, Oxford University Press, USA,* (2002)
[4] Y. Guo, Q. Cai et al, *APL Photonics* 6, 066105 (2021)
[5] P. Li, Q. Li et al, *Light: Science & Applications* **13**, 66 (2024)
[6] M. Dudek, G. Siudem et al, *Scientific Reports* **15**, 1084 (2025)

[7] A. Mukhamedyanov, E. Andrianov et al, *Physics Letters A*, **581**, 131540 (2026)
[8] A. Mukhamedyanov, A.A. Zyablovsky et al, *Optics Letters*, **49**, 782-785 (2024)
[9] A. Rukhin, J. Soto et al, *Tech. Rep.* **NISTSP80002** (2001)

Секция 4
«Совместная сессия со школой NLP 26»

Оптическая гребенка на волоконной лазере с вложенным интегральным микрорезонатором с нормальной дисперсией

Ю. Гладуш[1,*], **Т. Горшков**[1], **А. Нетрусова**[1], **Н. Дмитриев**[2], **Д. Чермошенцев**[2], **И. Биленко**[2], **А. Насибулин**[2]

[1]*Сколковский институт науки и технологий, Москва, Россия*
[2]*Российский квантовый центр, Москва, Россия*
[*]*E-mail: y.gladush@skoltech.ru*

DOI:10.31868/RFL2026.130-131

Оптические частотные гребенки в микрорезонаторах представляют значительный интерес для спектроскопии, метрологии, когерентных телекоммуникаций и микроволновой фотоники. Традиционные схемы генерации в микрорезонаторах обычно требуют точной перестройки частоты накачки относительно резонанса и активной стабилизации, что ограничивает воспроизводимость и практическую применимость таких источников [1]. В ряде работ показано, что включение микрорезонатора непосредственно в лазерный резонатор может обеспечить самосогласованную эволюцию поля, усиления и резонаторного отклика, что открывает путь к самозапускающимся гребенкам без внешнего сканирования частоты накачки [4, 5]. В данных работах использовались микрорезонаторы с аномальной дисперсией, поддерживающие режим диссипативных керровских солитонов, представляющих собой наиболее изученный и простой в получении тип когерентных оптических гребенок. Однако, для интегральных платформ на основе Si_3N_4 получение аномальной дисперсии в области 1.55 мкм требует использования волноводов с толщиной от 600 нм, что делает процесс фабрикации микрорезовнаторов с высокой добротностью сложной технологической задачей. В этой связи особый интерес представляют микрорезонаторы с нормальной дисперсией, для которых толщина может быть менее 500 нм, что позволяет изготавливать микрорезонаторы с добротностью, превышающей 10^7. Однако условия формирования устойчивых нелинейных режимов в лазерных резонаторах с такими кольцевыми микрорезонаторами на данный момент не изучены [2,3].

В настоящей работе исследована генерация оптических гребенок в эрбиевом волоконном лазере, в который интегрирован кольцевой Si_3N_4-микрорезонатор, работающий в области нормальной дисперсии вблизи 1550 нм с FSR около 250 ГГц.

Параметры генерации анализировались по оптическим спектрам, радиочастотному шуму, автокорреляционным измерениям и долговременной стабильности. Установлено, что после включения накачки система воспроизводимо переходит в стационарный самозапускающийся режим без контролируемого сканирования частоты. В рассматриваемой конфигурации формируется оптическая гребенка, а расстояние между соседними спектральными компонентами составляет около 247 ГГц и совпадает с FSR микрорезонатора.

При максимальных исследованных условиях ширина спектра достигала примерно 60 нм, что соответствовало почти 30 наблюдаемым линиям. Радиочастотные измерения показали низкий уровень низкочастотного шума, а автокорреляционный анализ дал характерную частоту повторения импульсов около 257 ГГц и оценку длительности порядка 800 фс при гауссовом приближении. Долговременные измерения показали устойчивую работу режима на интервалах свыше 1 ч.

Полученные результаты показывают, что архитектура с встроенными в волоконный лазер микрорезонаторами является перспективным подходом для создания

компактных самозапускающихся оптических гребенок на основе интегральных микрорезонаторов с нормальной дисперсии, совместимых с волоконными лазерными системами.

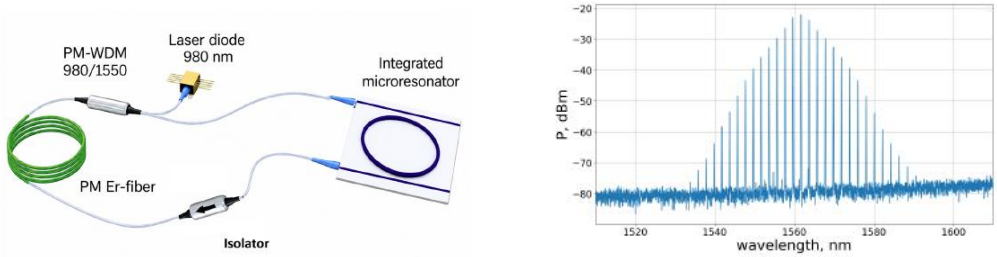


Рис. 1. (Слева) Схема встроенной конфигурации, исследованной в экспериментах; (справа) спектр самостартующей оптический гребенки с микрорезонатором с нормальный дисперсией.

Работа выполнена в рамках гранта РНФ №25-22-00388

Литература

[1] T.J. Kippenberg, A.L. Gaeta et al, *Science* **361**, eaan8083 (2018)
[2] X. Xue, Y. Xuan et al, *Nat. Photonics* **9**, 594–600 (2015)
[3] V.E. Lobanov, G. Lihachev et al, *Opt. Express* **23**, 7713–7721 (2015)
[4] M. Rowley, P.H. Wang et al, *Nature* **608**, 303–309 (2022)
[5] A. Mkrtchyan, A. Netrusova et al, arXiv:2503.09166 (2025)

Перестраиваемый микроволновый генератор на основе оптического микрокольцевого резонатора

А.С. Смирнов, Д.С. Земцов, А.К. Земцова,
К.Н. Гарбузов, С.С. Косолобов, В.П. Драчев*

Сколковский Институт Науки и Технологии, Москва, Большой бульвар 30/с1
** E-mail: v.drachev@skoltech.ru*

DOI:10.31868/RFL2026.132

Генерация спектрально чистых и широкополосных перестраиваемых микроволновых сигналов крайне востребована в радиолокационной технике, беспроводной высокоскоростной связи, детектировании радиочастотных сигналов, сенсорике и быстрых аналого-цифровых преобразователях. Полностью электронные микроволновые генераторы, обычно основанные на умножении сигналов более низкой частоты или прямой генерации с использованием микроволновых резонаторов с высокой добротностью, имеют ограничения.

Мы предлагаем новую конструкцию, в которой многомодовый КНИ-резонатор в форме стадиона образует эффективный оптоволоконный фильтр (ОПФ) вместе с амплитудным модулятором. Многомодовый режим обеспечивает плоскую спектральную зависимость в межпиковой области. Как следствие, это позволяет перестраивать частоту от 0,5 до 10 ГГц при небольших вариациях амплитуды. Действительно, одна из боковых полос модулированного сигнала перекрывается с резонансом, в то время как частота лазера находится в плоской области между максимумами. Это приводит к максимальному уровню микроволнового сигнала на частоте биений после фотодетектора. Путем настройки положения резонансной длины волны кольцевого резонатора с помощью термооптики можно менять частоту опто-электронного осциллятора. Многомодовый режим увеличивает мощность лазерного несущего сигнала по сравнению с одномодовым режимом и поддерживает ее стабильность в диапазоне перестройки 10 ГГц. Диапазон перестройки ограничен примерно половиной области свободной дисперсии резонатора, около 20 ГГц. Ширина резонанса на полувысоте — около 950 МГц (7,6 пм), что соответствует добротности примерно $2 \cdot 10^5$. Важно отметить, что плоская зависимость в диапазоне частот между пиками создает уникальные условия для равномерной настройки частоты микроволнового сигнала. Важно отметить, что это приводит к снижению фазового шума и к приблизительно постоянным параметрам выходного сигнала в широком диапазоне перестройки. Представленный оптоэлектронный генератор демонстрирует самый низкий уровень фазового шума среди генераторов на основе микрокольцевых волноводов с амплитудным модулятором и перестраиваемым интегрированным оптическим фильтром. При этом наша схема не имеет дополнительных волоконных задержек, за исключением 30 метров волоконных компонентов. Это позволяет достичь уровня фазового шума -91 дБн/Гц при смещении 10 кГц относительно несущей частоты, и этот показатель потенциально может быть улучшен за счет использования более длинных волоконных задержек.

Работа поддержана грантом Российского научного фонда № 25-72-31023.

Литература

[1] A.S. Smirnov et al, *Scientific Reports* **16** (2026)

Новые когерентные состояния в одиночных и связанных микрорезонаторах

А.А. Гелаш*, А.Ю. Колесникова, И.А. Пшеничнюк, А.И. Ладынин, А.М. Акопян

Сколковский Институт Науки и Технологии, Москва, Большой бульвар 30/с1

**E-mail: A.Gelash@skoltech.ru*

DOI:10.31868/RFL2026.133

Диссипативные Керровские солитоны (ДКС) представляют собой устойчивые оптические когерентные структуры, которые формируются за счет баланса нелинейности, дисперсии, накачки и затухания [1,2]. Недавний прогресс в изготовлении миниатюрных кольцевых микрорезонаторов высокой добротности позволил получить экспериментально ДКС в объемных и интегральных фотонных устройствах, открыв путь к генерации стабильных оптических микрогребенок частот, которые находят обширное применение в телекоммуникациях, спектроскопии и высокоточных оптических измерениях [1]. Дальнейшее развитие области связанно с поиском новых когерентных состояний, что позволяет лучше понять физику нелинейного режима работы оптических микрорезонаторов и приблизится к решению открытых проблем об усилении мощности спектральных линий оптических микрогребенок и практическом применении схем детектирования f-2f и 2f-3f. При поиске новых видов когерентных оптических структур учитываются современные возможности интегральной фотоники, позволяющие проводить инжиниринг дисперсии с помощью изменения формы волновода или объединения нескольких колец за счет взаимного перекрытия оптических полей в них [3].

Наше исследование направлено на поиск новых когерентных структур в хаотическом моностабильном режиме работы одиночных микрорезонаторов с аномальной дисперсией, а также в бистабильном устойчивом режиме двух связанных микрорезонаторов, один из которых имеет аномальную, а второй – нормальные дисперсии. В качестве модели мы используем одиночное и связанное уравнение Лужиато-Лефевера (LLE). В первом случае мы находим новые коггерентные структуры точно периодические по угловой координате микрорезонатора и по времени и показываем, что они играют роль структурных блоков оптической турбулентности при постепенном переходе микрорезонатора в хаотических режим [4]. Для поиска таких состояний мы используем метод Ньютона, а также предлагаем современные эффективные подходы на основе физически-информированных нейронных сетей (PINN). В системе двух связанных колец мы обнаружили новый эффект когерентной гибридизации ДКС принадлежащих разным супермодам, что приводит к формированию двух разных микрогребенок – с широким плоским спектром и с необычными осцилляциями, что имеет особый интерес для применения в телекоммуникациях. В заключение мы рассматриваем случай, когда область свободной дисперсии рассматриваемых связанных микрорезонаторов не совпадает и демонстрируем влияние данного отличия на ДКС.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 25-72-31023).

Литература

[1] T.J. Kippenberg, A.L.Gaeta et al, *Science* **361**, 567 (2018)
[2] N.N. Rosanov, S.V. Fedorov et al, *Physics Reports* **1162**, 1-60 (2026)
[3] T. Herr, A. Tikan et al, *arXiv preprint*, **2604.05897** (2026)
[4] A. Gelash, S. Deshmukh et al, *arXiv preprint,* **2509.10283** (2025)
[5] A. Kolesnikova, I., Pshenichnyuk et al, *arXiv preprint,* **2604.21609** (2026)

Трехфотонное лазерное возбуждение одиночных атомов Rb в ридберговские состояния для применений в квантовой информатике

И.И. Рябцев[1,2,*], И.И. Бетеров[1,2,3], Н.Н. Безуглов[1,4], Е.А. Якшина[1,2,3], С.А. Спирин[1,2], Г. Сулиман[1,2], А.К. Сологуб[1,2], А.М. Миннигалиев[1], В.В. Громыко[1,3], П.И. Бетлени[1,2], Д.Б. Третьяков[1], В.М. Энтин[1]

[1] *Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, Новосибирск, Россия*
[2] *Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия*
[3] *Институт лазерной физики СО РАН, Новосибирск, Россия*
[4] *Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия*
[*] *E-mail: ryabtsev@isp.nsc.ru*

DOI:10.31868/RFL2026.134-135

Трехфотонное возбуждение ридберговских состояний представляет интерес для выполнения квантовых операций с одиночными нейтральными атомами, захваченными в оптические дипольные ловушки [1]. Оно может быть реализовано в звездообразной геометрии с равной нулю суммой волновых векторов трех лазерных излучений для подавления эффекта отдачи и эффекта Доплера [2].

В наших экспериментах исследовались особенности трехфотонного возбуждения $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2} \rightarrow 6S_{1/2} \rightarrow nP$ ридберговских состояний ультрахолодных атомов Rb. Первые эксперименты выполнялись с неупорядоченными мезоскопическими ансамблями ридберговских атомов в магнитооптической ловушке при их детектировании методом селективной полевой ионизации с разрешением по числу атомов [1,3-6]. Были исследованы спектры [1,3-5] и временная динамика [6] трехфотонного возбуждения состояний с главным квантовым числом n=37-120.

Затем мы перешли на эксперименты с одиночными атомами Rb в массивах оптических дипольных ловушек. Были продемонстрированы оптическая накачка и однокубитовые квантовые операции с индивидуальной адресацией [7,8] и реализовано трехфотонное лазерное возбуждение одиночного атома Rb в оптической дипольной ловушке [9]. Возбуждение в ридберговское состояние регистрировалось оптическим методом по исчезновению резонансной флуоресценции. После сужения спектров лазеров удалось впервые наблюдать когерентные осцилляции Раби при трехфотонном возбуждении одиночного атома Rb [10] (Рис. 1).

Для описания экспериментов была построена теоретическая модель, которая выявила ряд новых особенностей трехфотонного возбуждения, позволяющих улучшить точность квантовых операций и индивидуальной адресации одиночных атомов Rb в массивах ловушек [11]. Было показано, что при сильном лазерном возбуждении на второй ступени с частотой Раби Ω_2 и умеренном возбуждении на первой и третьей ступенях с частотами Раби Ω_1 и Ω_3, трехфотонная частота Раби определяется выражением $\Omega=\Omega_1\Omega_3/\Omega_2$. Если мы сформируем три возбуждающих лазерных луча таким образом, чтобы пространственные распределения ($\Omega_1\Omega_3$) и Ω_2 были идентичны, то Ω становится независимой от положения атома внутри лазерных лучей, даже для очень сильно сфокусированных лучей. Это подтвердилось аналитическими и численными расчетами осцилляций Раби при трехфотонном возбуждении (Рис. 2a). Для двухфотонного возбуждения в численном моделировании наблюдалось сильное уменьшение контраста двухфотонных осцилляций Раби по мере уменьшения радиуса перетяжек (Рис. 2b).

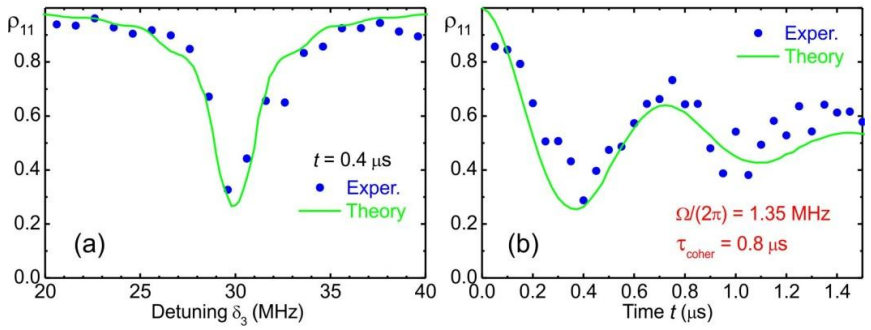


Рис. 1. (a) Экспериментальная запись (синие точки) спектра трехфотонного лазерного возбуждения $5S_{1/2}\rightarrow5P_{3/2}\rightarrow6S_{1/2}\rightarrow37P_{3/2}$ ридберговского состояния $37P_{3/2}$ в одиночном атоме Rb при времени взаимодействия 0.4 мкс. Сканируется отстройка частоты лазера 3 ступени. (b) Экспериментальная запись (синие точки) осцилляций Раби с частотой 1.35 МГц в центре трехфотонного резонанса. Зеленые сплошные кривые - результаты численного моделирования в четырехуровневой модели с релаксацией.

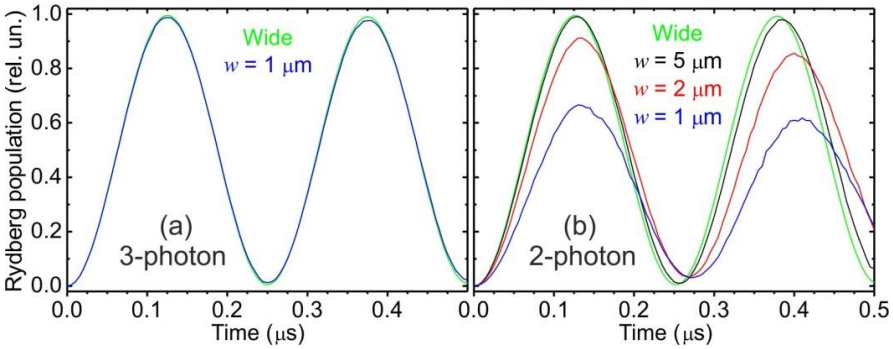


Рис. 2. (a) Численно рассчитанные осцилляции Раби при трехфотонном возбуждении $5S_{1/2}\rightarrow5P_{3/2}\rightarrow6S_{1/2}\rightarrow70P_{3/2}$ в атомах ^{87}Rb при большой частоте Раби второй ступени $\Omega_2/(2\pi)$=4 ГГц и умеренных частотах Раби первой и третьей ступеней $\Omega_1/(2\pi)=\Omega_3/(2\pi)$=126,5 МГц. Зеленая кривая соответствует пространственно однородным (широким) лазерным лучам. Синяя кривая соответствует пространственно-усредненным осцилляциям Раби при неопределенности положения атома a = 1 мкм в оптической дипольной ловушке и радиусах лазерных перетяжек w=1 мкм. Пространственное изменение частот Раби не влияет на контраст. (b) То же для двухфотонного возбуждения $5S_{1/2}\rightarrow6P_{3/2}\rightarrow70S_{1/2}$ в атомах ^{87}Rb при отстройке первой ступени $\delta_1/(2\pi)$=1 ГГц и частотах Раби первой ступени $\Omega_1/(2\pi)$=160 МГц и второй ступени $\Omega_2/(2\pi)$=50 МГц. Радиус лазерного пятна варьируется от широкого до w=1, 2, 5 мкм. Пространственное изменение частот Раби сильно снижает контраст осцилляций в сфокусированных лазерных лучах.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект 23-12-00067-П, https://rscf.ru/project/23-12-00067-П/).

Литература

[1] И.И. Рябцев и др, *УФН* **182**, 206 (2016)
[2] I.I. Ryabtsev et al, *Phys. Rev. A* **84**, 053409 (2011)
[3] В.М. Энтин и др, *ЖЭТФ* **143**, 831 (2013)
[4] Е.А. Якшина и др, *Квантовая электроника* **48**, 886 (2018)
[5] Е.А. Якшина и др, *ЖЭТФ* **15**, 206 (2020)
[6] Д.Б. Третьяков и др, *Квантовая электроника* **52**, 513 (2022)
[7] И.И. Бетеров и др, *ЖЭТФ* **159**, 409 (2021)
[8] И.И. Бетеров и др, *Квантовая электроника* **51**, 464 (2021)
[9] И.И. Бетеров и др, *ЖЭТФ* **164**, 282 (2023)
[10] И.И. Бетеров и др, *ЖЭТФ* **166**, 535 (2024)
[11] N.N. Bezuglov et al, *Phys. Rev. A* **112**, 063103 (2025)

Новые нелинейные эффекты в многосердцевинном волокне

А.Ю. Колесникова[1,2,3,*], **М.Д.Гервазиев**[1,2], **А.Г. Кузнецов**[1], **А.В. Достовалов**[1], **Н.В. Бочкарев**[1,2], **Д.С. Харенко**[1,2], **Е. В. Подивилов**[1,2], **С.А. Бабин**[1,2]

[1] *Институт автоматики и электрометрии СО РАН*
[2] *Новосибирский государственный университет*
[3] *Сколковский Институт Науки и Технологии, Москва, Большой бульвар 30/с1*
[*] *E-mail:a.kolesnikova@skoltech.ru*

DOI:10.31868/RFL2026.136-137

Одним из основных направлений современных исследований и разработок в области волоконной оптики является технологический переход от обычных одномодовых волокон с одной одномодовой сердцевиной к многосердцевинным волокнам с несколькими одномодовыми сердцевинами в общей оболочке [1]. Многосердцевинные волокна (МСВ) открывают путь к созданию мощных волоконных лазеров и усилителей за счет увеличения эффективной площади моды, что позволяет избежать нелинейных эффектов, проявляющихся при высокой интенсивности, таких как модуляционная неустойчивость и вынужденное комбинационное рассеяние (ВКР). Когерентное сложение пучков – либо внешнее, либо посредством внутренней связи между сердцевинами МСВ – обеспечивает получение высококачественного суммарного пучка.

В данной работе мы представляем наши теоретические и экспериментальные исследования пространственно-спектрального управления непрерывными и импульсными пучками в многосердцевинных волокнах — как генерируемыми в лазерных резонаторах с использованием массивов волоконных брэгговских решеток (ВБР), так и распространяющимися в МСВ с несвязанными или слабо связанными сердцевинами.

Селективное формирование ВБР с индивидуальными параметрами в разных сердцевинах позволяет управлять пространственно-спектральными характеристиками выходного пучка в непрерывных волоконных лазерах на основе активных МСВ, накачиваемых лазерными диодами [2]. В случае слабой связи между сердцевинами, отдельные сердцевины могут генерировать излучение независимо, формируя множество несвязанных пучков на разных длинах волн, определяемых индивидуальными ВБР, с широким общим спектром. Однако, при увеличении связи между сердцевинами возникает коллапс спектра, то есть излучение в каждой из сердцевин генерируется на одной длине волны с узкой шириной линии [2].

Разработанная модель [3] показывает, что ширина линии такого спектра зависит от количества сердцевин, силы их связи и среднегеометрической ширины отражения индивидуальных ВБР. Выявлено, что спектр генерации в МСВ определяется пространственным выжиганием дыр коэффициента усиления и самомодуляцией фазы за счет эффекта Керра, которые существенно изменяются по сравнению с односердцевинными одномодовыми волоконными лазерами [1]. Хорошее согласие между теоретическими и экспериментальными результатами для 7-сердцевинного волоконного лазера позволяет сделать предсказание об экстремальном сужении ширины линии лазера, выполненного на базе активного волокна с большим количеством сердцевин с сильной связью между ними.

Напротив, в режиме слабой связи между пассивными сердцевинами, наблюдался эффект пространственно-временного перемешивания пучка между сердцевинами для суб-наносекундных узкополосных импульсов пиковой мощностью

несколько киловатт, распространяющихся в 7-сердцевинном волокне длиной около 10 м [4]. В отличие от режима малой мощности, когда распределение выходной мощности по сердцевинам случайно и имеет большие флуктуации, чувствительные к внешним возмущениям волокна, при высокой мощности входного импульса, подаваемого в центральную сердцевину, выходная мощность выравнивается между сердцевинами, а флуктуации снижаются до уровня < 5 %, становясь нечувствительными к возмущениям.

На основании проведённого численного моделирования и аналитической обработки установлено, что наблюдаемый эффект нелинейного перемешивания пучка имеет статистическую природу. При низкой пиковой мощности слабая связь мод сердцевин в присутствии случайных изменений показателя преломления приводит к случайному перераспределению импульса в целом между сердцевинами, при этом флуктуации разности мощностей в сердцевинах имеют порядок их средних значений. При высокой пиковой мощности нелинейный фазовый сдвиг с увеличением расстояния распространения становится большим (и при этом непостоянным вдоль импульса), изменяя тем самым направление перекачки мощности между сердцевинами. В результате мощность начинает осциллировать вдоль импульса во всех сердцевинах. В то же время объединённый выходной пучок, измеренный в дальнем поле, приобретает стабильный колоколообразный профиль вместо спекл-структуры при малых мощностях — аналогично эффекту самоочистки пучка в многомодовых волокнах [5].

Работа М.Д.Г, А.Г.К., А.В.Д., Н.В.Б., Д.С.Х., Е.В.П. и С.А.Б. поддержана Российским научным фондом (грант 21-72-30024-П), а работа А.Ю.К.– Министерством науки и высшего образования Российской Федерации (FSUS-2025-0010).

Литература

[1] C. Jaregui, J. Limpert, et al, Nature Photonics, **7**, 861–867 (2013)
[2] A.G. Kuznetsov, A.A. Wolf et al, Opt. Lett., **48**, 3603-3606 (2023)
[3] A.Yu. Kolesnikova, A.G. Kuznetsov et al, High Power Laser Sci. and Eng., early posting
[4] A.Y. Kolesnikova, M.D. Gervaziev et al, Opto-Electronic Advances (in press)
[5] K. Krupa, A. Tonello et al, Nature Photonics **11**, 237-241 (2017)

Системы мониторинга авиационных конструкций на основе волоконно-оптических датчиков

А.Б. Кузнецов[1,*], **А.В. Достовалов**[2], **В.С. Терентьев**[2], **В.А. Симонов**[2], **Д.И Щербаков**[1], **М.И.Косачёв**[1]

[1] *ФАУ «СибНИА им. С.А. Чаплыгина»*
[2] *Институт автоматики и электрометрии СО РАН*
[*] *E-mail: a.kuznecov@sibnia.ru*

DOI:10.31868/RFL2026.138-139

Эксплуатационный мониторинг конструкции летательных аппаратов (ЛА) является ключевой задачей в условиях развития авиации, направленной на снижение массы ЛА, достигаемой за счет применения сложных конструктивных решений в процессе создания элементов и узлов конструкции ЛА. Сэкономленный вес обеспечивает увеличение коммерческой нагрузки и дальности полета, снижение необходимого запаса топлива. Например, более 50% конструктивных элементов Boeing 787 и Airbus 350 изготовлены из композитных материалов [1,2], поскольку элементы конструкции из композитных материалов сложнее металлических аналогов, вопросы долговечности и надежности, а также оценки остаточной прочности и остаточного срока службы конструкции приобретают большее значение. Для применения в системах мониторинга состояния конструкций ЛА наиболее перспективными видами является волоконно-оптические датчики (ВОД). Возможность мультиплексирования нескольких ВОД в измерительном канале позволяет значительно сократить применение кабельных сетей в сравнении с электрическими типами датчиков, такими как тензорезисторы и акселерометры, традиционно используемые в информационно-измерительных системах.

ВОД, представляющие интерес для мониторинга состояния конструкций, можно разделить на три основных класса: дифракционные решетки, распределенные и интерферометрические. Помимо различий в принципах измерения, эти три типа датчиков обеспечивают разные возможности измерения с различным пространственным разрешением. Каждый класс ВОД включает в себя множество концепций, которые возможно применять для реализации измерения различных параметров. Применение ВОД в мониторинге состояния конструкций ЛА заключается в возможности создания гибридной системы, которая способна выполнять многофункциональные измерения деформации для мониторинга эксплуатационных нагрузок и акустико-эмиссионный контроль для обнаружения повреждений.

В качестве ВОД наиболее оправданным с точки зрения универсальности, точности, монтажа и надёжности является применение решёток Брэгга (ВБР) [3], записанных в оптическом волокне по его длине. Используя ВБР, можно построить систему мониторинга, способную измерять различные физические величины, такие как деформация, температура и ускорение. В качестве датчиков регистрации сигналов акустической эмиссии наиболее перспективными являются датчики на основе интерферометров (ИФП) и лазеров с распределенной обратной связью (РОС-лазер) [4].

В докладе представлена реализация комбинированной схемы волоконно-оптического тракта, которая позволяет одновременно измерять параметры разнотипных датчиков через один измерительный канал.

На Рис. 1 представлена оптическая схема для опроса ВОД различных типов. Данная схема подразумевает возможность мультиплексирования датчиков

акустической эмиссии, реализованных с помощью (РОС и ИФП) и ВБР датчиков деформации и температуры, которые могут работать в одном информационном поле.

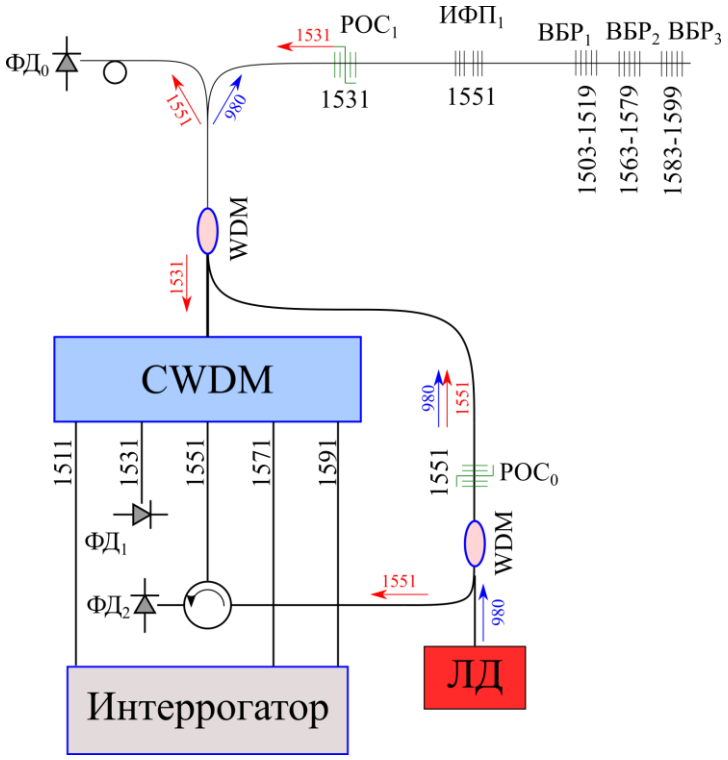


Рис. 14. Оптическая волоконная схема для опроса датчиков различных типов.

В ходе проведённых экспериментов продемонстрирована возможность измерения напряжённо-деформированного состояния элементов конструкции самолета. Реализована возможность опроса ВБР с применением мультиплексирования по длине волны совместно с датчиками акустической эмиссии, выполненными на основе интерферометров Фабри-Перо и лазеров с распределенной обратной связью (РОС-лазер).

Литература

[1] A.A. Baker, S. Dutton et al, *Composite Materials for Aircraft Structures, American Institute of Aeronautics and Astronautics*, **2**, 599 (2004)
[2] R. Di Sante, *Sensors* **15**, 18666-18713 (2015)
[3] А.Н. Серьёзнов, А.Б. Кузнецов и др, *Научный вестник НГТУ* **64**, 95–105 (2016)
[4] A.V. Dostovalov, A.A. Wolf et al, *Optics express* **24**, 16232–16237 (2016)

Одноимпульсная лазерная запись двулучепреломляющего вокселя в кварцевом стекле для пятимерной оптической памяти

В.С. Царев[1], **А.Д. Прямиков**[1], **Г.К. Алагашев**[1], **А.Е. Левченко**[1], **И.С. Глебов**[2], **А.Г. Охримчук**[1]

[1] *Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Научный центр волоконной оптики им. Е.М.Дианова РАН, 119991, г. Москва*

[2] *Российский химико-технологический университет им. Д.И. Менделеева, 125047, г. Москва*

[*] *E-mail: tvs@fo.gpi.ru*

DOI:10.31868/RFL2026.140-141

Фундаментальной проблемой пятимерной оптической памяти с кодированием информации в параметрах структурированного по объёму кварцевого стекла двулучепреломления является скорость записи. При потребности в скорости записи в несколько десятков мегабит в секунду одним пучком фемтосекундного лазера каждый элементарный носитель информации – двулучепреломляющий воксель – должен быть записан одним импульсом [1]. Для решения этой задачи предложено два оригинальных метода, исследованы режимы и результаты записи, сделаны оценки перспективы их применения в системах лазерной записи.

Первый метод основан на использовании субнаносекундной последовательности (гребёнки) ультракоротких лазерных импульсов [2,3]. Механизм формирования двулучепреломления в данном случае основан на возбуждении волны деформации, вызванной скачком давления в области формирования электронно-дырочной плазмы первым импульсом. Деформация растяжения, развивающаяся через ≈100 пс, снижает порог модификации стекла для последующих импульсов гребёнки (хвоста). Таким образом, энергия хвоста гребенки, необходимая для формирования двулучепреляющего вокселя, на порядок ниже энергии первого импульса, и поэтому не происходит перегрева стекла, разрушающего двулучепреломление [4]. Подобный подход позволил сформировать компактные двулучепреломляющие воксели (диаметром менее 1.5 мкм). Данный метод обеспечивает возможность кодирования до 12 различных ориентаций медленной оси двулучепреломления.

Второй метод позволяет сформировать двулучепреломляющий воксель одиночным ультракоротким линейно-поляризованным лазерным импульсом [5]. Экспериментально показано, что при острой фокусировке аксиально-симметричного пучка одним лазерным импульсом формируется аксиально-асимметричный воксель, обладающий двулучепреломлением. При этом медленная ось двулучепреломления совпадает с плоскостью поляризации лазерного пучка, а изменение направления поляризации приводит к соответствующему повороту оптической оси. Формирование такого вокселя имеет пороговый характер по энергии и критически зависит от числовой апертуры фокусировки.

Физический механизм образования двулучепреломления одиночным импульсом обусловлен векторной природой электрического поля, которая проявляется при фокусировке с числовой апертурой более 0.5 [6]. При этом в перетяжке пучка электрическое поле имеет заметную продольную компоненту, пространственное распределение которой аксиально асимметрично. Структура вокселя состоит из эллиптической полости и двух равноудаленных от нее трещин, лежащих в одной плоскости, общий вклад которых формирует двулучепреломляющую структуру.

Литература

[1] P. Kazansky, A. Cerkauskaite et al, *SPIE Newsroom* (2016)
[2] A. Okhrimchuk, S. Fedotov et al, *Sci. Rep.* **7**, 16563 (2017)
[3] В.С. Царев, Г.К. Алагашев и др, *Автометрия* **62**, 72–82 (2026)
[4] Y. Lei, M. Sakakura et al, *Optica* **8**, 1365 (2021)
[5] V.S. Tsarev, F. O. Milovich et al, *Opt. Express* **33**, 36586 (2025)
[6] V.S. Ignatowsky, *Trans. Optical Inst. Petrograd* **1**, 1 (1919)

Стендовая сессия 2
(совместно с NLP26)

Влияние локального Джоулевого нагрева на параметры микрокольцевых резонаторов

И.А. Попов[1,2], **Д.Е Артемов**[2,*], **А.А. Кондаков**[1,2], **В.Н. Трещиков**[1]

[1] *ООО «Т8»*

[2] *Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»*

[*] *E-mail: 29ivanp@gmail.com*

DOI:10.31868/RFL2026.143-144

Микрокольцевые резонаторы (МКР) используются в фотонных интегральных схемах (ФИС) в качестве фильтров, модуляторов и чувствительных элементов оптических датчиков. Для плавного смещения резонансов МКР зачастую используется локальный Джоулев нагрев, влияющий на показатель преломления МКР (термооптический эффект). При этом нагрев может изменять не только положение резонансов, но и другие характеристики МКР [1].

В данной работе экспериментально исследуется возможность температурной перестройки параметров одного образца МКР, определяющих коэффициент сужения Лоренцевской ширины линии в эффекте затягивания частоты [2,3]. Значения параметров МКР определялись путём измерения спектров пропускания в диапазоне 1520-1600 нм с шагом 0.1 пм при различных значениях мощности Джоулева нагрева и последующей аппроксимации измеренных спектров модельной функцией (профилем Лоренца) [4], учитывающей наличие паразитных интерферометров [5] в схеме экспериментальной установки (Рис. 1)

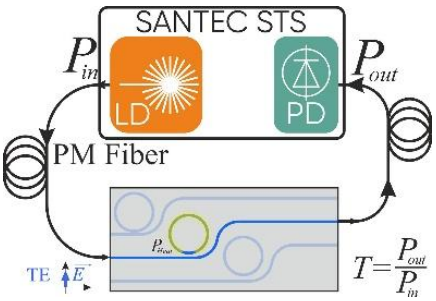


Рис. 1. Схема экспериментальной установки

$$T_L = \left|\frac{(\delta_0 - i\Delta\omega)^2 - \delta_c^2 + g^2}{(\delta_0 + \delta_c - i\Delta\omega)^2 + g^2}\right|^2,$$

$$ER = \left|\frac{\delta_0^2 - \delta_c^2 + g^2}{(\delta_0 + \delta_c)^2 + g^2}\right|^2$$

$$\beta_r = \left[\frac{2g\delta_c}{(\delta_0 + \delta_c)^2 + g^2}\right]^2,$$

$$Q_L = \frac{\omega}{2(\delta_0 + \delta_c)},$$

$$K = \beta_r \times Q_L^2$$

Здесь δ_0 – декремент собственных потерь (затухания); δ_c – декремент связи МКР с близлежащим волноводом, g – декремент связи встречных мод в МКР, $\Delta\omega$ – отстройка от невозмущенной резонансной частоты, ER – глубина резонанса, β_r – коэффициент отражения в резонансе по мощности), Q_L – добротность МКР, K – коэффициент сужения ширины линии [2].

Результаты экспериментальных исследований при мощностях нагрева 7 – 65 мВт и 65 – 250 мВт (два независимых эксперимента) приведены на Рис. 2. На Рис. 2(А) цветом показаны области, внутри которых лежат значения модельных параметров МКР, подобранные в процессе аппроксимации для всех измеренных спектров (при каждой мощности нагревателя измерялось 5 спектров пропускания для анализа погрешностей эксперимента и аппроксимации). Из Рис. 2(А) видно, что значения модельных параметров МКР (δ_0, δ_c, g) и зависящих от них характеристик резонансов (области свободной дисперсии FSR, глубины резонанса ER, β_R, Q_L и K) подвержены влиянию локального нагрева. Рис. 2(Б) демонстрирует зависимость тех же параметров от мощности Джоулева нагрева для 4-х групп резонансов. Рис. 2(В) – измеренные спектры пропускания для тех же 4-х групп резонансов.

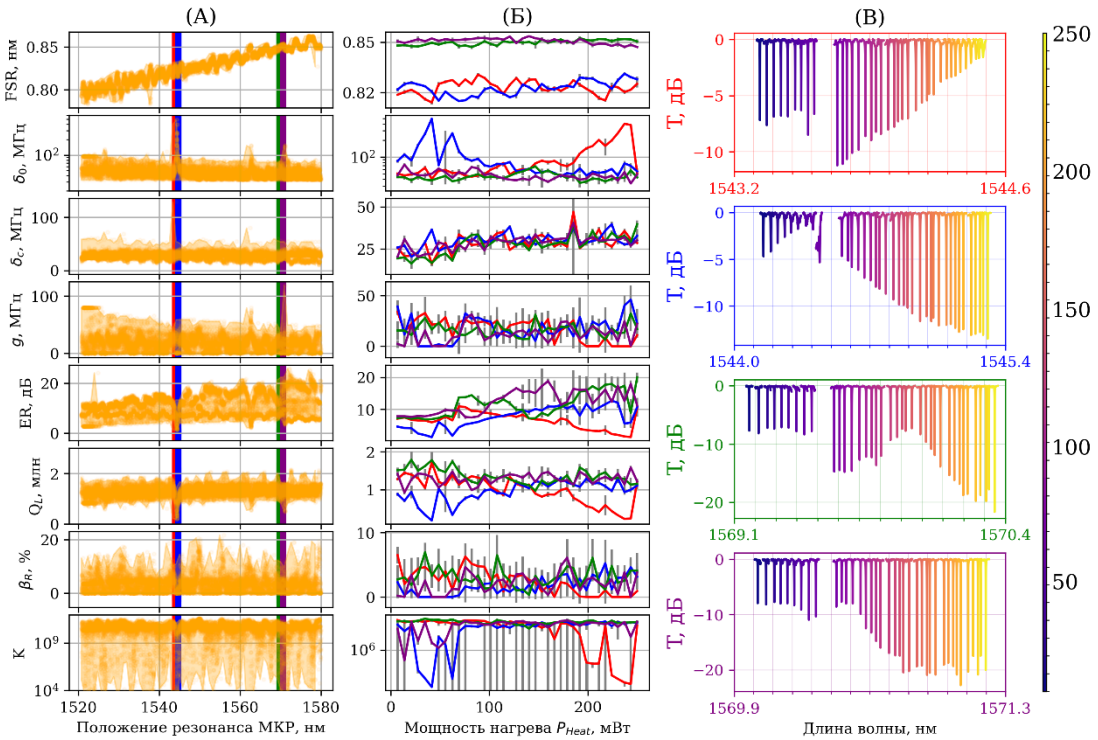


Рис. 2. Результаты обработки экспериментальных данных. (А) Динамический диапазон значений параметров МКР при локальном нагреве с мощностью нагревателя вплоть до 250 мВт; (Б) Зависимость параметров 4-х резонансов МКР в зависимости от мощности Джоулева нагрева (подписи к осям такие же, как на Рис. 2А; (В) Спектры пропускания для 4-х групп резонансов, характеристики которых представлены на Рис. 2Б. Цвет соответствует мощности Джоулева нагрева, при которой измерен соответствующий спектр.

Из Рис. 2(б) видно, что декремент связи δ_c увеличивается с нагревом одинаково для выбранных длин волн. Значения параметров δ_0 и g, определяемые перекрытием моды МКР с неоднородностями показателя преломления, зависят от мощности нагрева, что противоречит ожиданиям. Значения остальных характеристик и их погрешность рассчитываются из значений δ_0, δ_c, g.

В работе показано, что не только положение резонансов зависит от мощности Джоулева нагрева (температуры МКР), но и их глубина, добротность, коэффициент отражения и параметр сужения ширины линии. Для объяснения наблюдаемых зависимостей необходимо проведение численного моделирования [5] с учётом термооптических и термомеханических эффектов.

Литература

[1] M.J. Strain et al, *Optics Letters* 40, 1274-1277 (2015)
[2] D.E. Artemov et al, *Laser Phys. Lett.* 22 116201 (2025)
[3] И.А. Попов и др, *Труды 10-й Всероссийской Диановской конференции по волоконной оптике (ВКВО-2025)* 206-209 (2025)
[4] Д.Е. Артемов и др, *Нелинейная фотоника: материалы VIII Международной школы молодых ученых* 206-209 (2024)
[5] Д.Е. Артемов и др, *Журнал технической физики* 95, 1183-1190 (2025)

Зависимость шума частоты полупроводникового лазера от тока накачки в режиме затягивания на микрокольцевой резонатор

М.Т. Семкив[1,2,*], **Д.Е. Артемов**[1], **А.А. Кондаков**[1], **С.П. Никитин**[1], **В.Н. Трещиков**[1]

[1] *ООО «Т8»*

[2] *Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»*

[*] *E-mail: semkiv.mt@t8.ru*

DOI:10.31868/RFL2026.145-146

Полупроводниковые лазеры в режиме затягивания частоты на внешние микрокольцевые резонаторы (МКР) являются перспективной основой для создания высококогерентных источников с низким частотным шумом и возможностью масштабируемого производства [1]. Однако их шумовые характеристики пока уступают традиционным системам, таким как диодные лазеры с внешним резонатором и волоконные лазеры. Стабильность частоты таких лазеров определяется рядом факторов: термооптическим [2], фототермическим [3] и шумами в МКР [4].

В данной работе экспериментально исследованы спектральные плотности шума частоты полупроводникового лазера в режиме затягивания частоты на внешний МКР [5] при различных значениях тока накачки. Для получения спектра в полосе частот 10 – 10^7 Гц использовался метод самогетеродинирования с помощью волоконного интерферометра Маха-Цендера с разностью плеч 5 км и 20 м [6, 7]. Схема экспериментальной установки показана на Рис. 1.

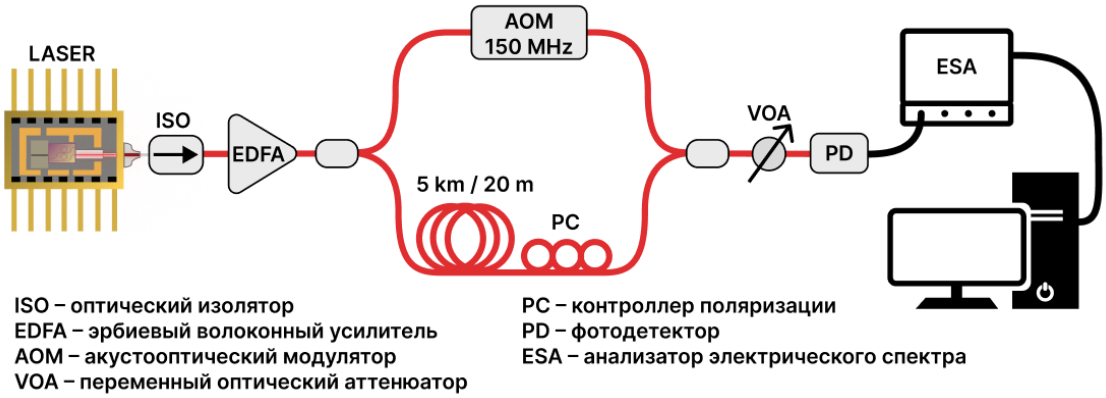


Рис. 1. Схема экспериментальной установки для измерения спектральной плотности шума частоты.

Измеренные спектральные плотности шума частоты (Рис. 2) согласуются с теоретической кривой термооптического шума МКР [3] на частотах выше 50 кГц. По уровню белого шума, наблюдаемого на частотах выше 10 МГц, рассчитаны значения лоренцевской ширины лазерной линии (Рис. 3). Рассчитанные значения уверенно аппроксимируются модельной функцией $\Delta\nu_L = k/(I - I_{th})$ основанной на формуле Шавлова-Таунса-Генри и оказываются меньше более ранних оценок [5]. Полученные результаты демонстрируют важность учета термооптических шумов в МКР на спектральные характеристики лазеров, работающих в режиме затягивания частоты.

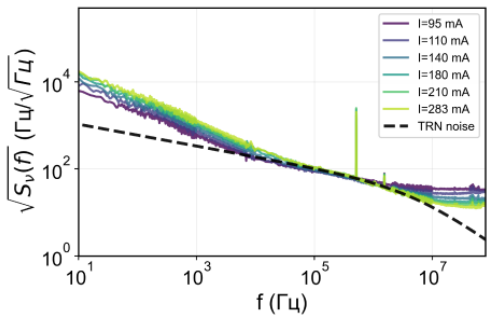


Рис. 2. Измеренные спектры шума частоты лазера при различных токах накачки.

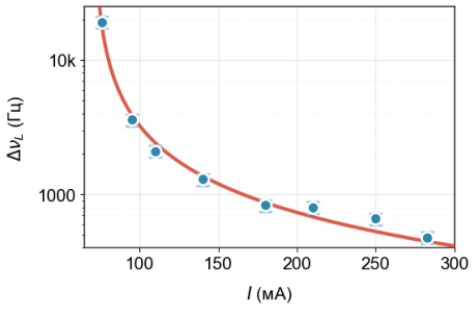


Рис. 3. Зависимость лоренцевской ширины линии лазера от тока накачки.

Литература

[1] N.M. Kondratiev et al, *Frontiers of Physics* **18**, 21305 (2023)
[2] Huang G. et al, *Physical Review A.* **99**, 061801 (2019)
[3] J.H. Dallyn et al, *Physical Review A.* **105**, 043506 (2022)
[4] A.B. Matsko et al, *Journal of the Optical Society of America B* **24**, 1324-1335 (2007)
[5] D.E. Artemov et al, *Laser Physics Letters* **22**, 116201 (2025)
[6] E. Fomiryakov et al, *Journal of Lightwave Technology*, **39**, 5191-5196 (2021).
[7] G. Ivanov, E. Fomiryakov et al. *Optical Fiber Communication Conference (OFC) 2026*, **Th1F.2**, (2026)

Разработка технологии выращивания монокристаллов галогенидов металлов для изготовления инфракрасных волокон

Д.Д. Салимгареев, А.Е. Львов, П.В. Пестерева, Е.Ю. Кабыкина, Л.В. Жукова*

Уральский федеральный университет

**E-mail: l.v.zhukova@urfu.ru*

DOI:10.31868/RFL2026.147-148

Разработка новых материалов для изделий волоконной оптики, фотоники, оптоэлектроники и сенсорных технологий является актуальной. Это связано как с расширением области применения оптических волокон, включающей аналитический контроль, диагностическую и лазерную медицину, системы температурного контроля, космические технологии, средства передачи информации и связи, так и с расширением требований, предъявляемым к подобным материалам. В настоящее время повышенное внимание уделяется проблеме синтеза и исследованию материалов для средней и дальней инфракрасной (ИК) области спектра. Существующие материалы, как правило, обладают рядом недостатков. Например, широко известные индивидуальные галогениды металлов обладают высокой фоточувствительностью, а халькогенидные стекла – недостаточным диапазоном прозрачности в ИК области. Одними из немногих материалов, которые обладают высокой фотостабильностью и широким диапазоном прозрачности, являются твердые растворы галогенидов одновалентного таллия, в частности, широко известные составы $TlBr_{0,46}I_{0,54}$ (КРС-5) и $TlCl_{0,74}Br_{0,26}$ (КРС-6). Однако ИК световоды, изготовленные из данных составов материалов, недолговечны и разрушаются вследствие рекристаллизации зерен.

Одними из перспективных материалов, пригодных как для изготовления различных элементов пропускающей оптики, так и изготовления методом экструзии ИК световодов являются монокристаллы систем галогенидов серебра и одновалентного таллия $AgCl_{0,25}Br_{0,75}$ – TlI и AgBr – $TlCl_{0,74}Br_{0,26}$. Для данных систем были разработаны технологические подходы их получения. На первом этапе, используя методы дифференциально-термического и рентгенофазового анализов были изучены и построены их фазовые диаграммы. В результате было установлено, что в системе $AgCl_{0,25}Br_{0,75}$ – TlI получение монокристаллических образцов возможно в концентрационных интервалах от 0 до 3 и от 94 до 98 мол. % TlI в $AgCl_{0,25}Br_{0,75}$ [1]. В системе AgBr – $TlCl_{0,74}Br_{0,26}$ для выращивания монокристаллов пригодны составы 0–12 и 92–100 мол. % $TlCl_{0,74}Br_{0,26}$ в AgBr. Кроме того, для всех составов установлены температуры плавления и кристаллизации, что являлось основой при подборе оптимальных режимов получения исследуемых материалов.

На втором этапе проводилось получение шихты методом термозонной кристаллизацией-синтезом. Данный метод позволил синтезировать высокочистую шихту составов 0,5, 1, 2, 3 и 95 мол. % TlI в $AgCl_{0,25}Br_{0,75}$, а также 3 и 6 мол. % $TlCl_{0,74}Br_{0,26}$ в AgBr. Преимущество данного метода заключается в одновременном синтезе однофазного твердого раствора заданного состава и его очистке, что важно при производстве оптических ИК волокон из данных материалов. На третьем этапе из полученной шихты были выращены монокристаллы методом Бриджмена на установке ПКБ – печь конструкции Бриджмена, которая была сконструирована, изготовлена и аттестована авторами [2, 3].

Из полученных монокристаллических образцов были изготовлены поликристаллические пластины методом горячего прессования [2, 3]. На данных пластинах были исследованы оптически и эксплуатационные свойства материалов, которые являются основой для дальнейшего математического моделирования процесса экструзии и изготовления оптических ИК волокон. Полученные монокристаллические материалы обладают широким спектральным диапазоном пропускания от 0,47 до 50,0–60,0 мкм без окон поглощения. Показатель преломления (вещественная часть) на длинах волн от коротковолнового края поглощения до 14,0 мкм лежит в диапазоне от 2,114 до 2,468. Мнимая часть показателя преломления, характеризующая собственное поглощение материалов, не превышает $3{,}16 \cdot 10^{-4}$. Это объясняет высокую прозрачность полученных кристаллов, значения которой достигают 75–78 % в диапазоне длин волн 10,0–40,0 мкм. Следует отметить, что разработанные материалы обладают высокой фото- и радиационной стойкостью. При исследовании их фотостабильности было установлено, что при облучении УФ-лампой с диапазоном работы от 260 до 370 нм мощностью 2 Вт при диаметре луча 8 мм на поверхность образца площадью около 50 мм^2 максимальные оптические потери на длинах волн 10,6 мкм и более не превышали 5 %. Аналогичные максимальные потери наблюдались при электронном β-облучении с набранной дозой до 1000 кГр. Кроме того, зарегистрированные спектры люминесценции материалов позволили установить, что даже незначительное содержание активирующей добавки (TlI или $TlCl_{0,74}Br_{0,26}$) в матрице кристалла (в $AgCl_{0,25}Br_{0,75}$ или AgBr, соответственно) обеспечивает высвечивание образцов в широком диапазоне длин волн от 450 до 750 нм (излучение от синего до красного цвета в видимой области спектра).

Таким образом в результате проведенных работ удалось получить перспективные оптические материалы для систем оптики и фотоники, оптоэлектроники и оптического приборостроения за счет способности к детектированию ионизирующих излучений, к генерации излучения видимого и инфракрасного диапазонов, а также к передаче излучения в широком спектральном диапазоне, в том числе по ИК световодам.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 25-13-00506, https://rscf.ru/project/25-13-00506/.

Литература

[1] P. Pestereva, A. Lvov et al, *Ceram. Int.* **51**, 10061-10068 (2025)
[2] D. Salimgareev, A. Lvov et al, *Opt. Laser Tech.* **149**, 107825 (2022)
[3] D. Salimgareev, L. Zhukova et al, *Opt. Mater.* **114,** 110903 (2021)

Исследование режимов формирования ЛИППС на пленках халькогенидных фазопеременных материалов фс лазерным излучением

В.Е. Федяй[1,2*], **А. Симанчук**[1,2], **К. Окотруб**[1], **П. Лазаренко**[3], **А. Якубов**[3], **А. Кучмижак**[4,5], **А.С. Бабин**[1,2], **А.В. Достовалов**[1,2]

[1] *Институт автоматики и электрометрии СО РАН*
[2] *Новосибирский государственный университет*
[3] *Национальный исследовательский университет «МИЭТ»*
[4] *Институт автоматики и процессов управления ДВО РАН*
[5] *Дальневосточный федеральный университет*
[*] *E-mail: fedyajve@iae.nsk.su*

DOI: 10.31868/RFL2026.149-150

Фазопеременные халькогенидные материалы в последние годы привлекают значительный интерес исследователей благодаря возможности обратимого переключения между аморфным и кристаллическим состояниями под действием внешних воздействий. Данный переход сопровождается резким изменением оптических и электрических свойств, что делает эти материалы востребованными для применений в оптической памяти, перестраиваемой фотонике, метаповерхностях и плазмонике [1,2]. Однако для многих из указанных приложений требуется создание упорядоченных периодических микро- и наноструктур на поверхности материалов, что делает актуальным поиск эффективных и высокопроизводительных методов.

Одним из наиболее эффективных подходов к созданию таких структур является метод лазерно-индуцированных периодических поверхностных структур (ЛИППС) при воздействии ультракоротких лазерных импульсов [3]. При облучении поверхности материалов фемтосекундными импульсами формируется периодический рельеф с периодом, сравнимым или меньшим длины волны излучения. Ориентация и период ЛИППС определяются параметрами лазерного воздействия и свойствами материала, а их формирование описывается интерференцией падающего излучения с поверхностными плазмон-поляритонами. Однако режимы формирования ЛИППС, сильно зависящие от свойств материала и параметров лазерного воздействия, остаются недостаточно изученными для широкого семейства фазопеременных халькогенидов. Систематическое исследование данных режимов является критически важным для раскрытия потенциала ЛИППС при создании масштабируемых фотонных устройств на основе этих материалов.

В данной работе представлены результаты систематического исследования режимов формирования ЛИППС на плёнках GeTe, Sb_2Te_3, Sb_2Se_3 и GST (составы 124 и 147) толщиной 60–130 нм при широкой вариации экспериментальных параметров. Облучение проводилось фемтосекундным лазером с длиной волны 1026 нм и длительностью импульсов 230 фс. Морфология структур анализировалась методами оптической микроскопии, сканирующей электронной микроскопии (СЭМ) и атомно-силовой микроскопии (АСМ), а фазовый состав – Рамановской спектроскопией.

Для плёнок GeTe обнаружены два типа ЛИППС в диапазоне энергий 167–210 нДж и скоростей 100–500 мкм/с: с периодом ~700 нм, ориентированных параллельно вектору поляризации, и с периодом ~1 мкм, ориентированных перпендикулярно. При скоростях >50 мкм/с формируются только высокорегулярные структуры второго типа (а, г). Для GST 124 получены структуры с периодом ~1 мкм в

широких диапазонах скоростей и энергий (100– 150 нДж, 1– 500 мкм/с) с высокой регулярностью (б, д). Для GST 147 диапазон сужен до 100– 120 нДж, регулярность и оптический контраст ниже, глубина рельефа <0.5 нм (в, е). На плёнках Sb_2Se_3 впервые сформированы ЛИППС с периодом ~300 нм, ориентированные перпендикулярно поляризации, при E = 390 нДж и v = 3 мкм/с; Раман-спектры подтвердили кристаллизацию пленок без признаков окисления. В случае Sb_2Te_3 ЛИППС не наблюдаются ни при каких режимах.

Таким образом, результаты работы предоставляют технологическую карту для целенаправленного выбора состава фазопеременного материала и режимов фемтосекундной лазерной обработки, обеспечивающих формирование высокорегулярных субволновых решёток с контролируемыми параметрами. Полученные структуры могут быть использованы в качестве дифракционных оптических элементов, плазмонных решёток, поляризационных преобразователей и элементов оптической памяти нового поколения.

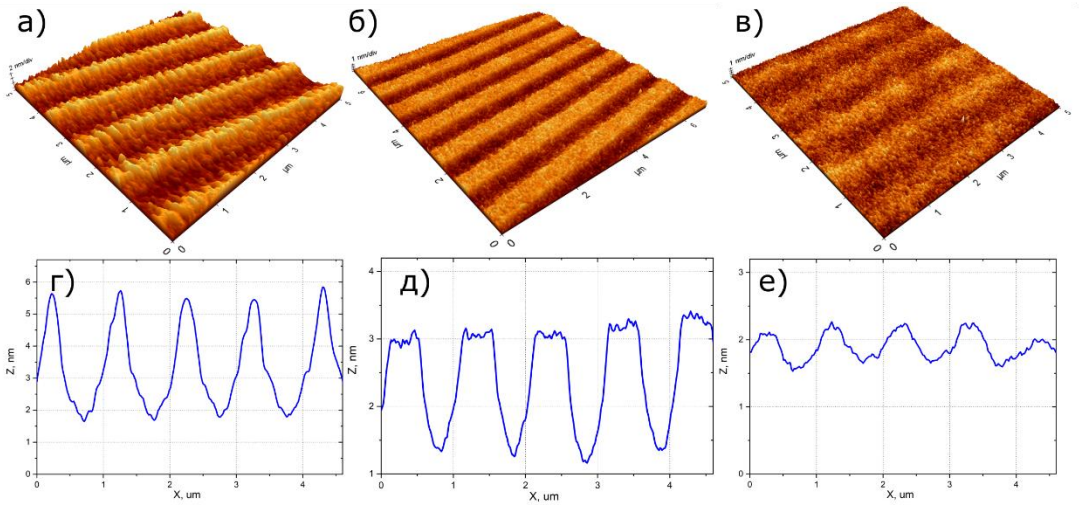


Рис. 1. АСМ изображение рельефа ЛИППС, а также профили структур, сформированных на пленках GeTe (а, г), GST 124 (б, д), GST 147 (в, е).

Работа выполнена при поддержке РНФ (№21-72-20162-П).

Литература

[1] Q. Wang et al, *Nat. Photonics* **10**, 60–65 (2016)
[2] C. Wu et al, *Sci. Adv*. **10**, eadk1361 (2024)
[3] E. Menshikov et al, *ACS Appl. Mater. Interfaces* **16**, 38345–38354 (2024)

Автоматизация процесса настройки задержек включения и выключения лазерного излучения в системах лазерной микрообработки

К.А. Цирульникова[1], **Д.Н. Катасонов**[1,2*]

[1] *Институт автоматики и электрометрии СО РАН*
[2] *Новосибирский государственный технический университет*
[*] *E-mail: katasonov@iae.nsk.su*

DOI:10.31868/RFL2026.151-152

Динамические характеристики гальванометрических сканеров входящих в состав комплементарных систем лазерной записи не всегда позволяют обеспечить необходимые геометрических параметров сформированных объектов, при требуемых скоростях обработки, пример одного из таких дефектов показан на Рис. 1.

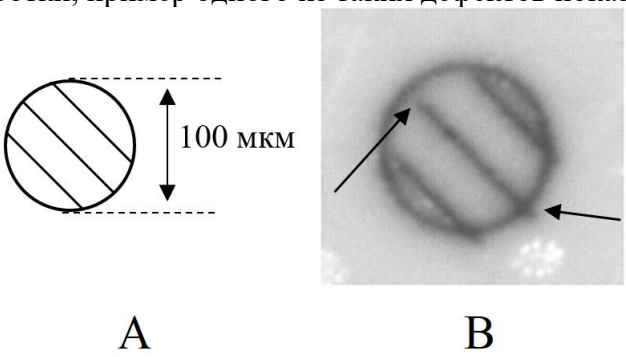


Рис. 1. Пример влияния характеристик сканеров. A – требуемая траектория, B – сформированная траектория.

Дефекты, отмеченные стрелками на Рис. 1 B, вызваны тем, что время включения и выключения лазерного излучения не соответствует требуемой позиции сканеров. Одним из способов синхронизации положения сканеров и лазерного источника является введение калибруемых задержек включения и выключения лазерного излучения. Основой для расчета задержек являются калибровочные метки, вид которых и пример влияния задержек показан на Рис. 2.

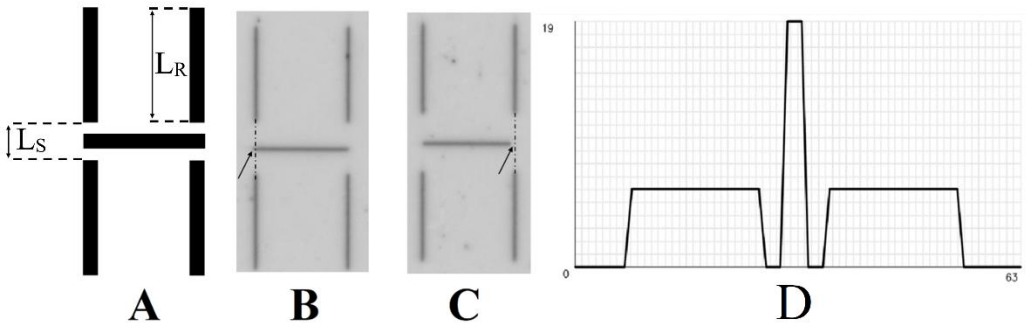


Рис. 2. Пример калибровочных меток. A – модель метки, B – недостаточная задержка включения, C – недостаточная задержка выключения, D – анализ изображения.

На Рис. 2 A показана модель метки, которая состоит состоящая из пяти одинаковых по размеру отрезков, при этом, длины записываемых линий L_r и длины промежутков L_s задаются оператором перед выполнение теста. При оценке теста происходит определение взаимного положения горизонтальной и вертикальных линий. Величины задержек должны обеспечивать положение горизонтальной

линии, при котором эта линия не выступает за границы образуемые вертикальными линиями. На Рис. 2 B и C приведены результаты, при которых величины задержек недостаточны. В результате чего наблюдается относительное смещение горизонтальной линии, отмеченное на рисунке стрелкой. В настоящей работе для вычисления значений необходимых па-раметров калибровочных меток предлагается использовать регрессионный анализ.

Формирование изображений калибровочных меток осуществляется при помощи системы технического зрения встроенной в систему лазерной записи, при этом оборудование калибровано таким образом, чтобы центр метки совпадал с центров кадра камеры, это позволяет наложить маску на неиспользуемые участки изображения. Полученное изображение подвергается предварительной обработки, которая заключается в фильтрации и бинаризации. После чего формируется одномерный профиль яркости, пример которого приведен на рисунке 2 D – по оси абсцисс откладывается номер строки изображения, а по оси ординат – количество пикселей, принадлежащих калибровочной метке. Расстояния между вертикальными и горизонтальным отрезками определяются по участкам провала профиля. Такие участки представляют собой последовательности нулевых значений между ненулевыми областями и соответствуют промежуткам, где пиксели метки отсутствуют.

После определения длин отрезков формируется таблица экспериментальных данных, на основе которой выполняется построение регрессионных зависимостей, общий вид которых приведен на Рис. 3.

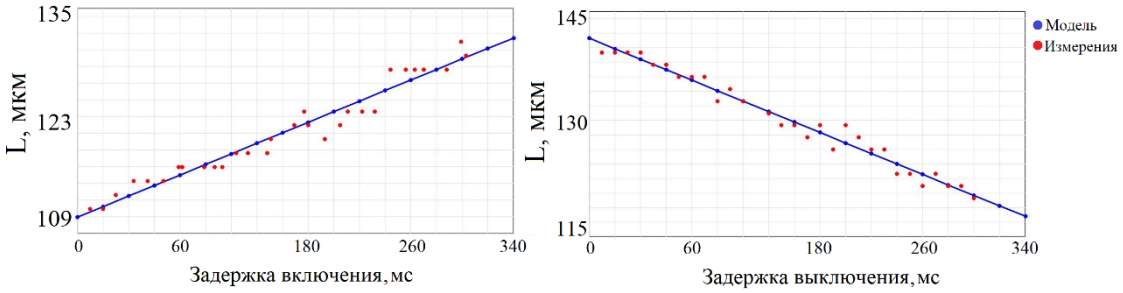


Рис. 3. Общий вид регрессионных зависимостей. L – расстояние между средней и боковыми линиями калибровочной метки.

В результате экспериментов установлено, что формируемые зависимости согласуются с физическими измерениями расстояния между элементами калибровочных меток. Автоматическое распознавание длин линий калибровочных меток позволяет отказаться от визуального анализа большого количества изображений, а применение моделей позволяет снизить количество формируемых тестовых меток.

Исследование влияния характеристик изображений на сложность сцены и эффективность обучающей выборки

К.А. Цирульникова[1,*], **Д.Н. Катасонов**[1,2]

[1] *Институт автоматики и электрометрии СО РАН*
[2] *Новосибирский государственный технический университет*
[*] *E-mail: ksenia@yandex.ru*

DOI:10.31868/RFL2026.153-154

Комплементарные и гибридные системы лазерной записи требуют осуществления предварительной калибровки, заключающейся в анализе специализированных изображений. Одним из способов анализа является применение моделей машинного обучения, решающие задачу детекции объектов. Качество подобных моделей во многом определяется не только объёмом размеченной выборки, но и структурой входных данных: размерами объектов, их взаимным расположением, разнообразием положений и соотношений сторон. Количественная оценка этих свойств до начала обучения позволяет сократить число ресурсоёмких экспериментов, связанных с выбором и настройкой алгоритмов. Цель данного исследования заключается в выявлении характеристик данных, наиболее информативных для прогнозирования сложности сцены и эффективности обучающей выборки, производимого посредством регрессионного анализа [1].

Для формирования экспериментальной базы на основе набора данных COCO были созданы одноклассовые наборы изображений, дополненные отрицательными примерами, не содержащими целевой объект. Сложность сцены оценивалась с помощью предобученного детектора Grounding DINO [2], по результатам работы которого вычислялась средняя точность AP50. Таким образом снижение качества работы детектора соответствует увеличению сложности сцены. Эффективность обучающей выборки характеризовалась площадью под кривой зависимости AP50 от доли данных, используемых для обучения. Для каждого набора модель Faster R-CNN ResNet50 FPN V2 [3] независимо обучалась на 25, 50 и 100% доступной выборки и оценивалась на общей тестовой части. Высокое значение интегрального показателя означало, что модель достигает сравнительно высокого качества уже на части обучающих данных, а последующее расширение выборки обеспечивает устойчивый рост результата.

Первоначально были рассчитаны десять характеристик сложности сцены и двенадцать характеристик эффективности обучающей выборки. Они описывали размеры и плотность объектов, расстояния между ними, положение относительно границ изображения, разнообразие координат и пропорций рамок, соотношение положительных и отрицательных примеров, наличие дубликатов и другие свойства данных. Отбор наиболее информативных признаков проводился на основе коэффициента корреляции Пирсона, анализа взаимной корреляции и проверки составных признаков [4]. В качестве моделей для обучения рассматривались линейная регрессия, Ridge, Lasso, ElasticNet, дерево решений, случайный лес и метод опорных векторов. Качество оценивалось повторной пятикратной кросс-валидацией с десятью повторениями; основным критерием служила среднеквадратичная ошибка RMSE. Гиперпараметры лучших моделей уточнялись методом GridSearchCV.

Для описания сложности сцены наиболее информативными оказались среднее нормированное расстояние до ближайшего объекта, коэффициент вариации размеров, доля объектов у границы изображения и произведение долей малых и граничных объектов. Наиболее выраженная линейная зависимость получена для ближайшего расстояния: коэффициент корреляции составил $r = -0{,}603$. Это указывает на повышение сложности при более компактном расположении объектов. Положительная связь выявлена для доли малых объектов ($r = 0{,}439$) и разброса размеров ($r = 0{,}428$). Доля граничных объектов имела слабую самостоятельную корреляцию, однако улучшала прогноз при совместном использовании с другими признаками, особенно в комбинации с долей малых объектов. Наилучшее качество прогнозирования сложности сцены показала гребневая регрессия при коэффициенте регуляризации $\alpha = 1{,}0$. Средняя ошибка кросс-валидации составила RMSE = 0,079011, коэффициент детерминации $R^2 = 0{,}439690$. Полученный результат подтверждает, что пространственные и масштабные свойства объектов позволяют частично прогнозировать сложность их обнаружения.

Для эффективности обучающей выборки наибольшую информативность показали разнообразие положений объектов, среднее число объектов на положительное изображение, разнообразие пропорций ограничивающих рамок и доля положительных примеров. Наиболее сильная связь установлена для разнообразия положений ($r = -0{,}642$), далее следовали среднее число объектов на положительное изображение ($r = -0{,}452$) и разнообразие пропорций ($r = -0{,}354$). Доля положительных примеров характеризовалась слабой корреляционной связью ($r = 0{,}160$), но в совокупности с прочими характеристиками позволила получить лучший результат. При этом прямой зависимости эффективности от общего объёма выборки не выявлено, что подтверждает необходимость учитывать структуру и разнообразие данных, а не только число изображений. Лучшей моделью эффективности обучающей выборки также стала гребневая регрессия. После настройки коэффициента регуляризации $\alpha = 10{,}0$ значение RMSE составило 0,090237; при сравнительной кросс-валидации коэффициент детерминации достиг $R^2 = 0{,}417310$.

Таким образом, выделены компактные наборы легко вычисляемых характеристик, позволяющие предварительно оценивать сложность сцены и эффективность обучающей выборки без полного перебора алгоритмов детекции. Результаты показывают, что существенное влияние оказывают не только отдельные свойства объектов, но и их совместное действие. Стоит учитывать, что модели, построенные на основе выделенных характеристик, описывают сложность сцены и эффективность данных лишь частично, поэтому оценки, сделанные посредством данных моделей, следует рассматривать как предварительные. Дальнейшая работа должна быть направлена на расширение экспериментальной базы и проверку полученных зависимостей на специализированных изображениях калибровочных объектов, нанесённых волоконным лазером.

Литература

[1] T. Hastie, R. Tibshirani et al, The Elements of Statistical Learning: Data Mining, Inference, and Prediction. – 2nd ed. (2009)
[2] S. Liu, Z. Zeng et al, Grounding DINO: Marrying DINO with Grounded Pre-Training for Open-Set Object Detection
[3] S. Ren, K. He et al, *Advances in Neural Information Processing Systems* **28**, 91-99 (2015)
[4] Жерон О. *Прикладное машинное обучение с помощью Scikit-Learn, Keras и TensorFlow: концепции, инструменты и техники для создания интеллектуальных систем* (2020)

Изменение показателя преломления оптоволокна под действием импульсов электронов с длительностью порядка десятков наносекунд

М.С. Мытарев*, А.А. Коновалов, С.С. Мокрушин, О.В. Ткачёв, С.М. Дубровских, С. В. Новикова, М.А. Борщевский

РФЯЦ-ВНИИТФ имени академика Е.И. Забабахина, г.Снежинск, Россия

**E-mail: dep5@vniitf.ru*

DOI:10.31868/RFL2026.155-157

Оптоволоконные датчики являются незаменимой составляющей различной техники специального назначения, подвергающейся воздействию различных видов ионизирующего излучения (ИИ). Обычно, это распределенные датчики механических напряжений и температуры на основе вынужденного рассеяния Мандельштама-Бриллюэна, рэлеевского или рамановского рассеяния, волоконные брегговские решетки, лидары и измерители скорости на основе интерферометрических методов и волоконно-оптические гироскопы [1], основным компонентом которых является оптическое волокно.

Однако, воздействие импульсного ИИ может приводить к различным явлениям в оптических волокнах, которым в литературе уделено недостаточно внимания. Одно из таких явлений – эффект радиационно-индуцированного изменения показателя преломления. Анализ литературы показал, что эффект изменения показателя преломления может быть связан с изменением плотности кварцевого волокна [2,3], а также с образованием центров окраски [3-5] и температурным нагревом.

Данная работа посвящена исследованию эффекта радиационно-индуцированного изменения показателя преломления в оптическом волокне при импульсном воздействии электронов. В экспериментах проводились изменения во времени частоты биений зондирующего оптического сигнала интерферометрической методики PDV [6] при воздействии импульсного электронного излучения на участок одномодового волокна SMF-28 являющегося плечом интерферометра. В экспериментах были задействованы два ускорителя РФЯЦ-ВНИИТФ с длительностью воздействия 30 нс и средней энергией электронов 200 кэВ и 2 МэВ. Схема интерферометра представлена на Рис.1.

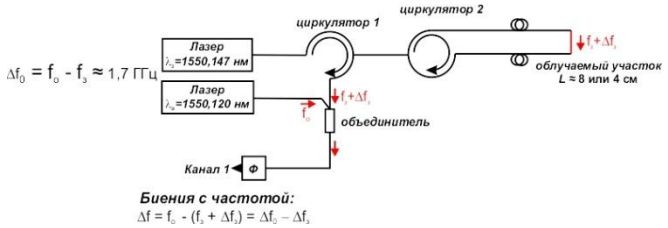


Рис. 1. Схема интерферометра PDV с отстройкой по частоте

Измерение флюенса энергии электронного пучка со средней энергией 2 МэВ осуществлялось с использованием стальных калориметров полного поглощения с погрешностью 20%. Коэффициент пересчёта флюенса энергии электронов в поглощённую дозу в волокне (SiO_2) был определён с помощью программного комплекса ПРИЗМА [7] и составил 420 крад(SiO_2)см^2/кал. На втором ускорителе (с энергией 200 кэВ) дозиметрию электронного пучка осуществляли с помощью термолюминесцентных детекторов ПСТ с погрешностью не более 20%.

При воздействии электронного излучения на оптическое волокно наблюдалось изменение частоты биений интерферометра PDV. Применяя оконное преобразование Фурье на каждый отрезок времени длительностью ≈1-2 нс, можно получить временную зависимость частоты интерференционного сигнала (см. Рис. 2). Сравнение полученного сигнала с измерениями методик, регистрирующих амплитудно-временную характеристику импульса электронов, показывает, что полученный сигнал по форме совпадает с импульсом электронов. Анализ полученных данных, показывает, что наблюдаемый эффект не связан с нагревом волокна электронами, а, по всей видимости, обусловлен изменением показателя преломления в облучённом участке волокна. Изменение показателя преломления Δn приводит к изменению оптической длины пути и фазовому сдвигу зондирующего излучения:

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi L}{\lambda_0}\Delta n, \quad (1)$$

где L – длина облучаемого участка волокна (3 см), λ_0 – длина волны зондирующего излучения (1,55 мкм). В интерферометре, опорный и зондирующий лучи смешиваются, разность фаз между ними порождает биения на частоте $f_b = \frac{1}{2\pi}\frac{d(\Delta\varphi)}{dt}$. Подставляя в данное выражение формулу (1), можно выразить изменения показателя преломления как:

$$\Delta n = \frac{f_b L}{\lambda_0} t_{imp}, \quad (2)$$

где t_{imp} – длительность регистрируемого изменения Δn (≈30 нс).

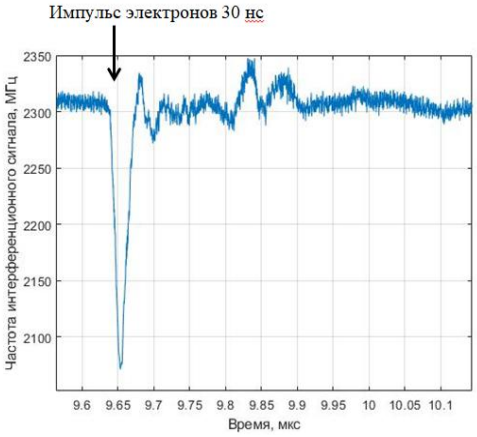


Рис. 2 – Изменение частоты биений интерферометра PDV в момент импульса электронов

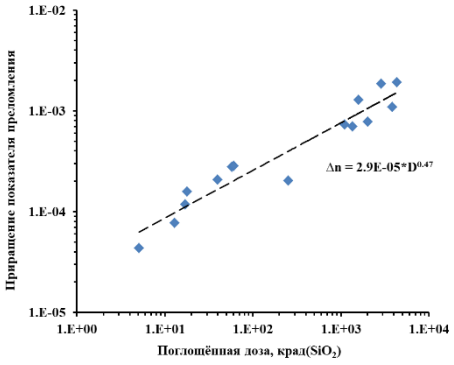


Рис. 3 – Зависимость максимального изменения показателя преломления от поглощенной дозы в оптоволокне

На Рис.3 приведена итоговая зависимость максимального изменения показателя преломления в оптоволокне от поглощённой дозы электронного излучения в материале волокна за импульс. Полученные данные в исследованном диапазоне доз воздействий аппроксимируются зависимостью, близкой к коренной $\Delta n = 2{,}9 \cdot 10^5 \cdot D^{0{,}47}$. Разброс точек на графике связан с особенностью работы ускорителей электронов, приводящей к пространственной неравномерности параметров пучка электронов.

В результате работы продемонстрировано изменение частоты биений интерферометра PDV при воздействии электронного излучения с энергиями 0,2 и 2 МэВ, которое, по мнению авторов, обусловлено эффектом радиационно-индуцированного изменения показателя преломления в оптическом волокне. Получена зависимость величины изменения показателя преломления облучаемого участка волокна от поглощенной дозы, обусловленной электронным пучком. Наблюдаемый эффект может приводить к сбоям в работе различных волоконно-оптических

интерферометрических датчиков физических величин. Влияние данного эффекта необходимо учитывать при использовании оптоволоконных датчиков, в различной технике специального назначения.

Литература

[1] М. Багатин, С. Жерарден, *Москва:ТЕХНОСФЕРА*, 504 (2023)
[2] E. Lell. N. J. Hensler et al, *Prog. In Ceramic Sci*. **4**, 3-93 (1966)
[3] S. Girard, A. Alessi et al, *Reviews in physics*, **4,** 100032 (2019)
[4] D. H. Dolan, K. Bell et al, *J. Appl. Phys*. **123**, 034502 (2018)
[5] B. Brichard. O.V. Butov et al, *J. Appl. Phys*, **103**, 054905 (2008)
[6] A.V. Pavlenko, S.S. Mokrushin et al, *Rew. Sci. Instrum*. **92**, 015104 (2021)
[7] Y.Z. Kandiev, E.A. Kashaeva et al, *Annals of Nuclear Energy* **82**, 116-120 (2015)

Моделирование рефлектограмм для диагностики волоконно-оптических линий

В.С. Вазюля[1,2,*], **К.А. Беклемышева**[1], **А.Н. Дорожкин**[2], **О.Е. Наний**[2], **В.Н. Трещиков**[2]

[1] *Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет)*
[2] *ООО «Т8 НТЦ»*

[*] *E-mail: Vaziulia.vs@phystech.edu*

DOI:10.31868/RFL2026.158-159

Оптический рефлектометр во временной области (OTDR) является основным инструментом контроля качества и оперативной локализации поломок волоконно-оптических линий связи (ВОЛС). Для совершенствования алгоритмов анализа рефлектограмм требуются большие наборы данных, получение которых натурными измерениями дорого и трудоемко. На текущий момент особую популярность набирают алгоритмы анализа при помощи нейронных сетей [1] или Вейвлет преобразований [2], для обучения и валидации которых нужны массивные наборы данных, которые получить из натурных измерений очень затруднительно. В связи с этим возникает потребность в разработке методов математического моделирования сигналов оптического рефлектометра. Однако традиционные модели OTDR [3] используют упрощенные, идеализированные импульсы, что не позволяет точно описать реальные измерения. В работе воспроизводится и верифицируется полуаналитический метод моделирования рефлектограмм, учитывающий реальную форму зондирующего лазерного импульса [4]. Цель работы — создание вычислительно эффективной модели для генерации синтетических данных, необходимых для обучения алгоритмов машинного обучения и диагностики дефектов оптического волокна.

Распространение света в оптическом волокне описывает системой уравнений Максвелла, которая упрощается в силу геометрии оптического волокна и свойств материала, и сводится к нелинейному уравнению Шредингера. С учетом характерных значений мощности и спектральных свойств импульса OTDR можно пренебречь зависимостью показателя преломления от мощности импульса длины волны распознающегося в оптоволокне импульса. Итоговое рассматриваемое уравнение представлено ниже.

$$dP_{bs}(z) = \left(\frac{1}{2}\left(\frac{NA}{n}\right)^2 \alpha + R\right) P_0 \, dz, \qquad (1)$$

где P_{bs} и P_0 – это рассеянная и излученные мощности; n – показатель преломления, NA – числовая апертура, α – затухание оптического волокна, R – коэффициент Френелевского отражения.

На основе теории линейных стационарных систем был предложен полуаналитический подход в [5], позволяющий численно моделировать рефлектограммы для произвольных форм импульсов и топологии сети. В данном полуаналитическом подходе ВОЛС рассматривается как линейная стационарная система, поведение которой полностью описывается ее импульсной характеристикой $h_f(z)$, учитывающей все основные физические эффекты. Импульсная характеристика — непрерывная функция, которая строится как произведение функции затухания $f_l(z)$ и суммы вкладов обратного рэлеевского рассеяния $h_b(z)$ и Френелевского отражения $h_r(z)$. Функция затухания $f_l(z)$ учитывает экспоненциальное затухание сигнала с расстоянием из-за потерь в оптическом волокне. Построенная импульсная характеристика является аналитическим решением для уравнения (1) в случае,

если импульс — это функция Дирака. Уравнение расчета импульсной характеристики представлено ниже.

$$h_f(z) = f_l(z)\big(h_b(z) + h_r(z)\big) \quad (2)$$

Рефлектограмма $y(z)$ получается сверткой импульсной характеристики линии $h_f(z)$ с реальной формой зондирующего импульса $x(z)$, проецируемой на равномерную пространственную сетку. Дополнительная постобработка полученной рефлектограммы $y(z)$ учитывает шумы лавинного фотодиода, нелинейность отклика лавинного фотодиода, разрядность и полоса пропускания АЦП, и временное усреднение нескольких измерений.

Модель реализована в MATLAB. Проведено сравнение с натурными измерениями на линии из трех катушек волокна G652 (10 км + 1 км + 0,1 км, общая длина ~20 км). Зондирующий импульс – прямоугольный длительностью 10 нс (λ=1625 нм, =1 мВт), пространственная дискретизация 0,5 м, время усреднения 3 минуты. На Рис. 1 представлены экспериментальная (синяя) и моделируемая (красная) рефлектограммы.

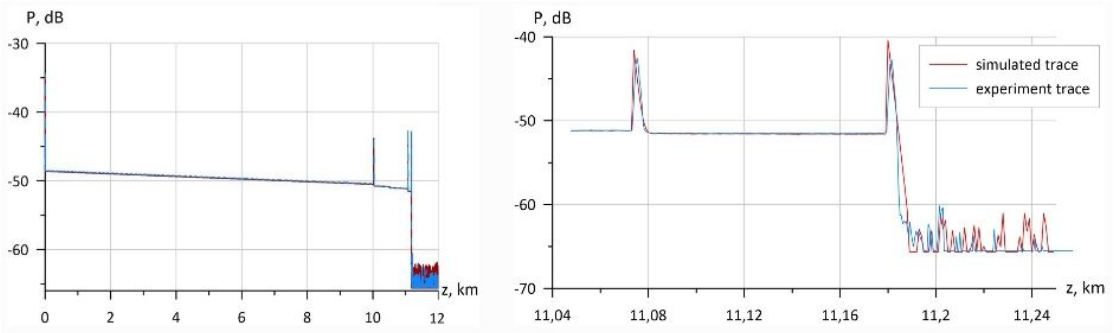


Рис. 1. Сравнение экспериментальной (синей) и моделируемой (красной) рефлектограмм. Слева вся ВОЛС, справа приближенный участок с катушкой 0,1 км.

Модель качественно воспроизводит все основные компоненты ВОЛС: линейный спад мощности из-за затухания, Френелевские отражения и потери на соединениях. Вычислительная сложность линейно зависит от числа пространственных узлов и количества усреднений, что делает модель пригодной для генерации больших синтетических наборов данных.

Метод моделирования рефлектограмм воспроизведён и верифицирован. Модель позволяет генерировать данные с учётом реальной формы лазерного импульса и топологии сети, что особенно важно для обучения нейросетевых алгоритмов обнаружения событий на ВОЛС. В дальнейшем планируется количественное уточнение модели и определение границ применимости линейного приближения.

Литература

[1] A.M. Rizzo, F. Azzato et al, *Neural Computing and Applications* **34**, 19655-19673 (2022)
[2] Q. Han, H. Li et al, *IEEE 12th International Conference on Electronic Measurement & Instruments (ICEMI)* **02**,1034-1038 (2015)
[3] D.R. Anderson, L. Johnson et al, Troubleshooting Optical-Fiber Networks, Elsevier Academic Press, Amsterdam; Boston (2004)
[4] B. Feigel, H.H. Diamandi et al, *J. Lightw. Technol*. **32**, 3008-3019 (2014)

Характеризация волоконных линий методом некогерентной рефлектометрии частотной области

Р.В. Дробышев[1,*], **В. А. Лёшин**[2], **Р. М. Аветисян**[2], **И.А. Лобач**[1]

[1] *Институт автоматики и электрометрии СО РАН*
[2] *Новосибирский государственный университет*
[*] *E-mail: drobyshev@iae.nsk.su*

DOI:10.31868/RFL2026.160-161

Распределённый контроль параметров оптического волокна является актуальной задачей в области волоконно-оптических систем связи, датчиков и структурного мониторинга. Этого можно добиться при помощи рефлектометрии, когда в линию заводится оптический сигнал, а по его отражению/рассеянию делают вывод о локальных потерях и дискретных отражениях в линии. Есть различные подходы для реализации данной методики: заводить в линию короткий лазерный импульс (OTDR) [1], можно использовать источник с перестраиваемой оптической частотой (coherent OFDR) [2] можно использовать замодулированный непрерывный сигнал с перестройкой частоты модуляции (incoherent OFDR) [3]. У разных подходов есть свои достоинства и недостатки. Например, использование перестраиваемого источника дает очень высокую точность, но имеет ограничения по предельной длине линии и требует сложной и дорогостоящей аппаратуры. Подход с импульсным лазером проще в реализации, но имеет фундаментальное ограничение по пространственному разрешению, определяемому длительностью импульса, и, как правило, не позволяет получать разрешение лучше нескольких метров на километровых дистанциях. Поэтому в последние годы активно развивается подход с использованием непрерывного некогерентного отраженного сигнала, который прост в исполнении и потенциально может достигнуть очень высокое пространственное разрешение. Данная работа посвящена созданию и экспериментальной проверке установки распределённой рефлектометрической системы, реализующей подход некогерентной рефлектометрии частотной области (НРЧО) с непрерывной модуляцией зондирующего излучения.

Суть НРЧО заключается в том, что замодулированный непрерывный сигнал, разделяется на две части: одна заводится в измеряемую линию, отражается/рассеивается от различных дискретных отражателей, возвращается из линии и сопоставляется с той частью сигнала, которая не заводилась в измеряемую линию [3]. Ввиду того, что оба сигнала замодулированы, из разницы фаз между ними можно сделать вывод о том, насколько они разделены по времени, что позволяет сопоставить коэффициент отражения от локальной неоднородности и ее положение в измеряемой линии.

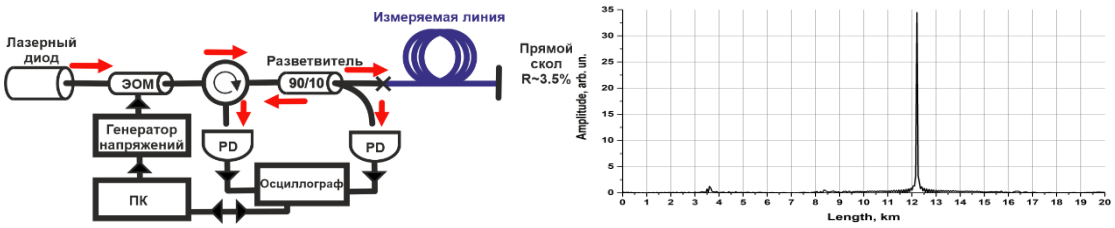


Рис. 1. (Слева) Схема установки и (справа) измеренная рефлектограмма для линии длиной 12.2 км

В данной реализации в качестве источника сигнала использовался лазерный диод с длиной волны 1550 нм, интенсивность которого модулируется с помощью амплитудного электрооптического модулятора (ЭОМ). Модуляция осуществляется

синусоидальным сигналом с перестраиваемой частотой (диапазон сканирования — от 10 кГц до 1 МГц с шагом 1 кГц), формируемым внешним генератором. Оптический сигнал направляется через циркулятор в тестируемое волокно. В качестве исследуемой линии используется стандартное одномодовое волокно длиной около 12.2 км с искусственно созданным отражателем – прямым торцом волокна на конце линии (отражение ~4%). Отражённый сигнал регистрируется фотодетектором, опорный сигнал выводится через разветвитель перед заведением сигнала в линию и фиксируется другим фотодетектором. Для каждой частоты модуляции сохраняются временные динамики интенсивности с фотодетекторов с помощью осциллографа.

Обработка данных осуществляется в несколько этапов. Для каждой частоты модуляции из временных реализаций с помощью дискретного преобразования Фурье извлекаются комплексные амплитуды опорного и отражённого сигналов на соответствующей частоте. Затем вычисляется комплексное отношение отражённого сигнала к опорному, представляющее собой частотную характеристику линии. После формирования двустороннего спектра (с комплексным сопряжением для отрицательных частот) выполняется обратное преобразование Фурье, в результате чего получается зависимость амплитуды отраженного сигнала от времени, которое можно перевести в расстояние и получить рефлектограмму. Для подавления боковых лепестков, неизбежно возникающих из-за ограниченной полосы частот, применяется оконная функция Ханна. Весь алгоритм обработки реализован на Python.

На Рис.1 справа показана измеренная рефлектограмма, на которой отчётливо наблюдается пик, соответствующий концу волокна на 12.2 км. При полосе сканирования 1 МГц теоретическое разрешение составляет ~100 м. В дальнейшем предполагается увеличение полосы модуляции до 1 ГГц для достижения разрешения порядка 0.1 метра, а также адаптация схемы для измерений распределённой температуры по рамановскому рассеянию. Полученные результаты демонстрируют перспективность предложенного подхода для построения распределённых датчиков и рефлектометров с субметровым разрешением на километровых дистанциях.

В докладе будут представлены первые результаты по построении системы, работающей на принципах некогерентной рефлектометрии частотной области. А также обсуждены перспективы дальнейшего развития этого подхода.

Исследование выполнено в рамках государственного задания, № рег. 125022002714-2. В представленной работе использовалось оборудование ЦКП «Спектроскопия высокого разрешения газов и конденсированных сред» ИАиЭ СО РАН.

Литература

[1] A.H. Hartog, *An Introduction to Distributed Optical Fibre Sensors*. CRC Press, 2017
[2] R.I. MacDonald, *Appl. Opt.* **20**, 1840-1844 (1981)
[3] K. Cao et al, *Optics Express*, **33**, 26317-26328 (2025)

Оптоволоконные зонды рефлексного типа для диагностики и лечения кожных заболеваний

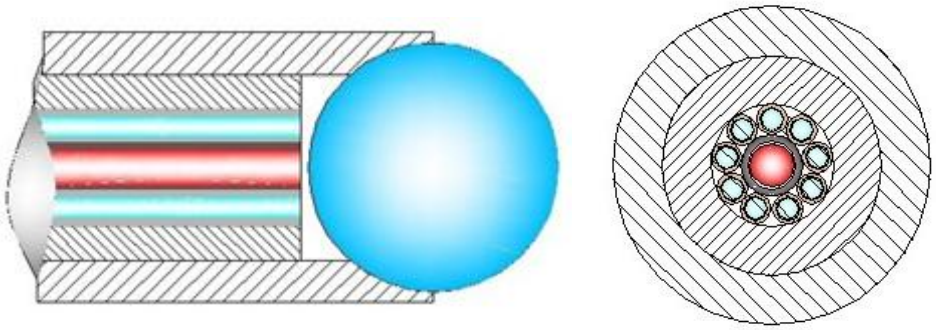
Д.Ю. Кузнецова[1*], **В.А. Вагин**[2], **Г.Л. Даниелян**[2], **П.А. Саенко**[2]

[1] *Общество с ограниченной ответственностью «ВПГ Лазеруан»*
[2] *Общество с ограниченной ответственностью «НТЦ Волоконно-Оптических Устройств»*
[*] *E-mail: dKuznetsova@vpglaserone.ru*

DOI:10.31868/RFL2026.162-163

В настоящее время широкое применение в биофотонике получили оптоволоконные зонды: лазерная флуоресцентная спектроскопия, спектроскопия диффузного отражения, оптическая когерентная томография, нейрофотоника, интраоперационная навигация, биосенсоры и др. [1-5].

Для спектральной диагностики кожных заболеваний и предназначенных для их лечения фармацевтических препаратов рассчитана и разработана конструкция оптоволоконного зонда рефлексного (отражательного) типа с шаровой микролинзой, выполненной из сапфира (Рис. 1).



(а) (б)

Рис. 1. Конструкция дистальной части (а) и структура торца (б) разработанного зонда.

Зонд представляет собой многоканальный волоконно-оптический жгут со сферическим элементом на дистальном конце. Для решения данной задачи создана структура с гексагонально-плотной укладкой, в основе которой используются многомодовые кварцевые волокна с металлическим покрытием, число волокон варьируется от 19 до 271. Сапфировая микролинза для выбранной оптимальной геометрии позволяет существенно увеличить уровень регистрируемого сигнала при применении метода лазерной флуоресцентной спектральной диагностики [6-7].

Моделирование (Рис. 2) выполнено в программном обеспечении Fred Optical Engineering Software, Ansys Zemax OpticStudio и Multi Channel Fiber Optic Bundle (собственная разработка).

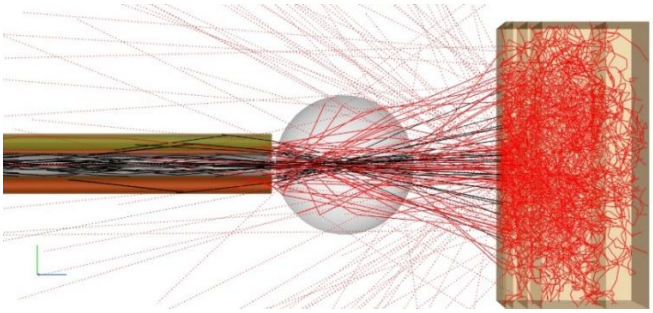


Рис. 2. Численная модель разработанного зонда с сапфировой микролинзой: картина распространения излучения в пространстве и после вхождения в шестислойную модель кожного покрова.

Литература

[1] J. Li, S.C. Warren-Smith et al, *Biomed Opt Express* **15**, 2392-2405 (2024)
[2] Q. Yang et al, *Sensors and Actuators B: Chemical* **207**, 571-580 (2015)
[3] U. Utzinger, R.R. Richards-Kortum, *Journal of Biomedical Optics* **8**, 121-147 (2003)
[4] Y. Li, H. Xin et al, *Journal of Lightwave Technology* **39**, 251-262 (2021)
[5] M. Zhao, Y. Huang et al, *Opt Lett.* **37**, 4835-4837 (2012)
[6] G. Danielyan, I. Shilov et al, *Proc. SPIE 11075, Novel Biophotonics Techniques and Applications* **1107515**, 11075 (2019)
[7] B. Yu, H.L. Fu, , *Journal of Biomedical Optics* **16**, 011010-1-011010-12 (2011)

Быстрый сенсор малой влажности с большим динамическим диапазоном

А.С.Кучьянов, П.А.Чубаков, В.А.Сорокин, А.А.Аполонский*

Институт автоматики и электрометрии СО РАН, Новосибирск

**E-mail:* apolonsky@iae.nsk.su

DOI:10.31868/RFL2026.164-165

Представлены результаты по разработке сенсора для измерения малой влажности на уровне 500 ppb (~500 мкг/м^3), обладающего большим динамическим диапазоном в 6 порядков, и генератора малой влажности на уровне 50 ppb для его верификации.

Сенсоры малой влажности с чувствительностью менее ppm важны для реализации ряда технологических задач (изготовление сверхбольших интегральных схем, обогащение урана и т.д.), а также задач диагностики состояния человека по выдыхаемому воздуху.

Наиболее чувствительный измеритель малой влажности, зарегистрированный в РФ, представляет собой лазерный внутрирезонаторный спектрометр американской фирмы Tiger Optics и способен измерять минимальное значение влажности 200 ppt. Чувствительность же компактных сенсоров на основе полупроводниковых структур не ниже 10 ppm. Генератор влажности основан на контролируемом смешении сухого азота, произведенного при испарении его из жидкого состояния, с воздухом известной влажности. Известный нам лучший генератор Север-4, разработанный в РФ, производит минимальное значение влажности 5 ppm.

Созданный сенсор содержит пленку с опалоподобной квазипериодической структурой из кремнезёма, нанесенной на стеклянную подложку. Блок- схема сенсора приведена на Рис. 1.

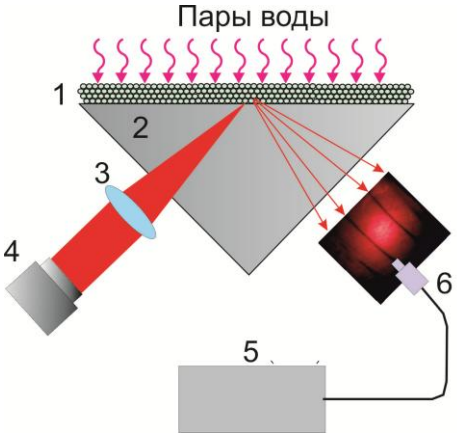


Рис.1. Сенсор паров воды сверхнизкой концентрации. 1 - опалоподобная пленка; 2 - стеклянная призма; 3 - линза; 4 - полупроводниковый лазер; 5 - измеритель перемещения интерференционного пика; 6 - видеокамера.

Реакция на изменение влажности основана на измерении смещения интерференционного пика в интерферометре Фабри - Перо, сформированном на поверхностях пленки толщиной 2 мкм. При контакте пленки с парами воды происходит капиллярная конденсация в микропорах пленки, ведущая к изменению её размеров и показателя преломления и, как следствие, изменению оптического пути отраженного лазерного света. В силу того, что микросферы кремнезема, составляющие

сенсорную пленку, относительно подвижны, время реакции сенсора на изменение влажности не превышает 200 мс.

Отклик сенсора на изменение влажности (зависящей от температуры), определяемую охлаждаемым осушителем, приведен на Рис. 2. При температуре осушителя, соответствующей температуре сухого льда (-78 ^{0}C), расчетная концентрация водяных паров 1 ppm. Отклик сенсора при температуре осушителя ниже -78^0 C находится в области менее 1 ppm (синие точки выше серой линии).

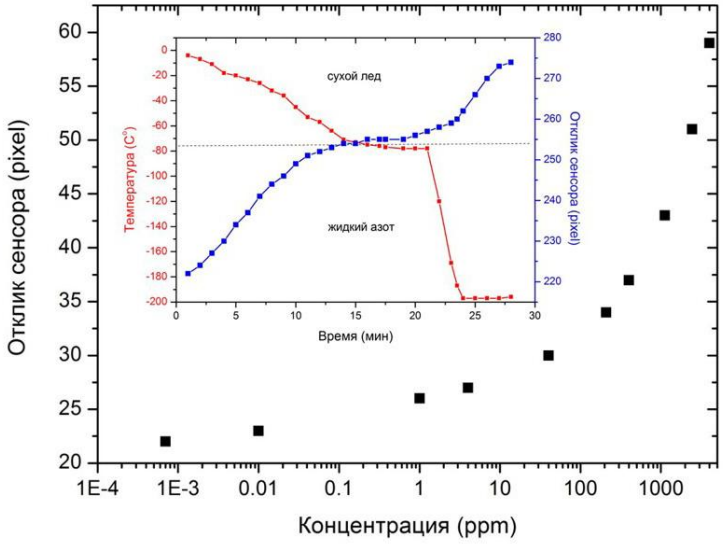


Рис.2. Зависимость отклика сенсора при изменении концентрации паров воды на 6 порядков. Вставка: изменения температуры осушителя (красные точки) и отклика сенсора (синие точки) от времени. Серая горизонтальная линия соответствует концентрации водяных паров 1 ppm.

Для генерации сверхнизких концентраций паров воды в эксперименте мы использовали сухой парообразный азот, получаемый испарением жидкого азота из сосуда Дьюара при его локальном нагреве. Он смешивался с комнатным воздухом известной влажности, подаваемым через иглу диаметром 0,5 мм длиной 300 мм, введенную в полость трубопровода диаметром 6 мм из сосуда Дьюара (Рис. 3).

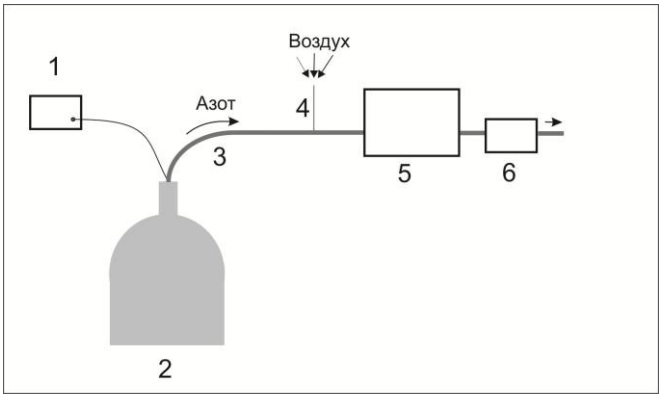


Рис. 3. Генератор паров воды малой концентрации. 1- источник питания для нагревания жидкого азота; 2- сосуд Дьюара с жидким азотом; 3 -трубопровод сухого азота; 4 - тонкая игла; 5 - сенсор паров воды; 6 - насос.

По соотношению диаметров иглы и трубопровода, а также их длин можно определить степень смешивания и концентрацию выходящих паров воды. Метод позволяет получать воздух варьируемой влажности в широком диапазоне.

Синхронизация фаз в решетке волоконных лазеров для высокоскоростной передачи данных

М.Е. Левицкий*, В.В. Колосов, В.В. Дудоров

Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН, г. Томск, Россия

**E-mail: top@iao.ru*

DOI:10.31868/RFL2026.166-167

Важным достоинством использования когерентного сложения пучков (КСП) для беспроводной оптической связи являются возможности масштабирования интенсивности для достижения дальности связи [1] и потенциал высокочастотной модуляции амплитуды, фазы и поляризации синтезированного пучка [2]. Кроме того, можно формировать в системе КСП пучки, обладающие орбитальным угловым моментом (ОУМ), которые представляют дополнительную степень свободы для формирования информационных каналов. Предложенный в [3] метод передачи сигнала, мультиплексированного по ОУМ, с помощью КСП осуществляет передачу информации байтами, что позволяет существенно увеличить скорость передачи и объем передаваемой информации при ограниченном числе каналов. Однако для формирования ОУМ-пучков на основе КСП необходимо синхронизовать соответствующие фазовые соотношения между каналами излучения [4], что требует использования индивидуальной метрики для каждого конкретного распределения фаз [5]. Это существенно ограничивает возможности динамической перестройки ОУМ.

Для решения этой задачи нами был предложен метод, периодической последовательной синхронизации-модуляции фазы (ППСМ). Мы исходили из предположения, что изменение оптической длины волокна достаточно медленное и все волоконно-оптические элементы системы КСП находятся примерно в одинаковых условиях с точки зрения тепловых и акустических колебаний. При этом разность фаз между соседними субпучками решетки КСП будет медленно изменяться относительно состояния синхронизации и в течение некоторого времени τ_f пространственное распределение фазы в синтезированном пучке изменится незначительно, и его можно будет считать «замороженным». Время «замороженности» τ_f должно быть значительно больше времени $\tau_l \sim 10^{-4}$ с, необходимого для синхронизации фаз $\tau_f >> \tau_l$. Тогда мы имеем возможность после осуществления синхронизации фаз в течение времени τ_f с помощью высокоскоростных фазовых модуляторов в каналах КСП с высокой частотой модулировать разности фаз между субпучками решетки, задавая значения, соответствующие условию формирования вихревых пучков [3]. Повторяя последовательно процедуру синхронизации – модуляции мы сможем генерировать последовательности различных амплитудно-фазовых распределений синтезированного пучка, способных нести информацию.

Используя ППСМ, мы впервые экспериментально продемонстрировали устойчивое формирование ОУМ-пучков с топологическими зарядами ±1, ± 2 [6] с использованием фазированной решетки из шести пучков. В данной работе мы исследуем влияние конструктивных особенностей системы КСП, в частности зависимость τ_f от совокупной длины оптического волокна, а также от естественного акустического фона.

Решетка волоконных лазеров была создана путем волоконного деления излучения узкополосного лазера на семь идентичных каналов коллимированных пучков, расположенных в гексагональном порядке. Структура волоконных делителей

была организована таким образом, что каждый канал излучения до выхода в свободное пространство содержал примерно равную длину оптического волокна. Первая экспериментальная группа содержала 3 канала излучения с суммарной длиной волокна 13 метров; вторая группа - 5 каналов и 22 метра волокна и третья группа - 7 каналов и 31 метр волокна, соответственно. Для каждой группы на основании 100 реализаций определялось свое среднее время «замороженности». Синхронизация фаз в каналах осуществлялась на основе PIB-метрики с помощью процессора, работающего в соответствии с SPGD-алгоритмом. Время «замороженности» определялось как время, за которое величина PIB уменьшалась на 10% относительно максимального значения.

Результаты обработки измерений с доверительным интервалом 90% представлены на Рис. 1. Для группы из семи пучков среднее время «замороженности» составило 1,84 секунды со стандартным отклонением 1,29, для группы из пяти пучков, соответственно, 2,67 секунды и 1,37, а для группы из трех пучков, соответственно 3,83 секунды и 2,73. Таким образом, прослеживается обратная зависимость τ_f относительно длины волоконно-оптических соединений. Акустическая природа флуктуаций фазы в волокне в условиях, когда тепловыми флуктуациями можно пренебречь (при малой мощности лазерного источника), подтверждается результатом измерений, проведенных в условиях, когда 70% волоконных соединений были акустически изолированы от внешнего естественного акустического поля путем помещения их между двумя плотно сжатыми листами крупнозернистого пенопласта, толщиной 20 мм. При этом среднее время τ_f для семи пучков составило 5,28 секунд со стандартным отклонением 2,58.

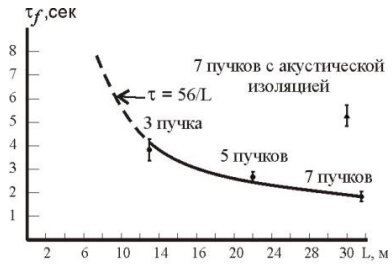


Рисунок 1. Зависимость τ_f от длины волокна.

На основании проведенных экспериментальных исследований можно сделать следующий вывод, важный для практической реализации систем беспроводной оптической связи посредством модуляции ОУМ на основе КСП: для увеличения времени «замороженности» флуктуаций фазы необходимо стремиться к уменьшению суммарной длины волоконно-оптических соединений и по возможности осуществить интегральное исполнение системы разделения пучков на каналы, а также тщательно изолировать волоконные соединения от акустического воздействия.

Литература

[1] H. Bruesselbach, S. Wang et al, *J. Opt. Soc. Amer*. **22**, 347–353 (2005)
[2] E.V. Adamov, V.P. Aksenov et al, *Opt. Laser Techn*. **154**, 108351 (2022)
[3] V.P. Aksenov, V.V. Dudorov et al. *Appl. Optics* **64**, 10691-10700 (2025)
[4] L.G. Wang, L.Q. Wang et al, *Opt. Commun.* **282**, 1088-1094 (2009)
[5] T. Hou, Y. Zhang et al. *Opt. Express* **27**, 4046-4059 (2019)
[6] V.V. Dudorov, V.P. Aksenov et al. *Proc SPIE* **12**,10787 (2018)

Эволюция нелинейного спектра для установившихся решений уравнений типа Гинзбурга-Ландау

И.А. Васева[1,2,*], **С.Б. Медведев**[1,2], **О.В. Штырина**[2], **М.П. Федорук**[1,2]

[1] *Федеральный исследовательский центр информационных и вычислительных технологий*
[2] *Новосибирский государственный университет*
[*] *E-mail: vaseva.irina@gmail.com*

DOI:10.31868/RFL2026.168-169

Математическая модель на основе уравнений типа Гинзбурга-Ландау (ГЛ) может быть использована для описания одномерной волновой турбулентности оптических волн в волоконных лазерах при сосуществовании случайных дисперсионных волн и когерентных структур. Поскольку решения уравнения ГЛ схожи с решением нелинейного уравнения Шрёдингера (НУШ), открывается возможность использовать нелинейное преобразование Фурье (НПФ) для анализа сложной динамики оптического сигнала в волоконном резонаторе. В рамках НУШ эволюция когерентной и дисперсионной части сигнала происходит независимо и описывается аналитически с помощью нелинейного спектра Захарова-Шабата (ЗШ) [1]. Уравнение ГЛ является диссипативным, поэтому его невозможно проинтегрировать с помощью НПФ. Однако НПФ остается мощным средством анализа оптического сигнала, позволяющим разделить его на когерентные структуры и дисперсионные волны. В работе [2] было предложено использовать НПФ для анализа когерентных структур, возникающих в неинтегрируемом уравнении типа ГЛ. При таком анализе основное внимание уделяется описанию только части нелинейного спектра: дискретным комплексным собственным значениям. Целью данной работы является исследование взаимодействия дисперсионной и когерентной части оптического сигнала, эволюционирующего в рамках уравнения типа ГЛ. Здесь приводятся результаты первого этапа работы: исследования эволюции непрерывного и дискретного спектра ЗШ установившегося решения уравнения типа ГЛ.

Динамика оптического сигнала в волоконном резонаторе описывается при помощи комплексного кубического уравнения ГЛ, учитывающего насыщенное усиление и диссипативные члены, отвечающие за распределенное действие различных внутрирезонаторных устройств [3]:

$$\frac{\partial A}{\partial z} = -i\frac{\beta L}{2}\frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + i\gamma L|A|^2 A + \alpha\frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + \sigma A + \delta|A|^2 A, \qquad \sigma = \frac{g_s - \Gamma}{2}, \quad g_s = \frac{g_A L_A}{1 + E/E_{SAT}} \tag{1}$$

где $A(z,t)$ – огибающая электромагнитного поля, t – временная переменная, z – эволюционная пространственная переменная, нормированная на длину резонатора $L = L_A + L_P$, βL – хроматическая дисперсия за проход, γL – нелинейность за проход, α – коэффициент спектральной фильтрации, δ – коэффициент амплитудной самомодуляции, описывающий влияние насыщающегося поглотителя на сигнал. Параметр σ определяет разность между насыщенным усилением g_s сигнала и ненасыщенными потерями Γ за один проход резонатора; $g_A L_A$ – ненасыщенное усиление в активном волокне за проход, E_{SAT} – энергия насыщения.

Стационарное решение уравнения (1) имеет вид

$$A(z,t) = a[\mathrm{sech}(\tau t)]^{1+iC}\exp(i\phi z). \tag{2}$$

и является устойчивым нелинейным пакетом волн, локализованным благодаря балансу накачки и диссипации энергии в системе, и называется оптическим диссипативным солитоном.

На Рис. 1 представлена эволюция нелинейного спектра стационарного решения (2) уравнения ГЛ (1) в случае постоянных коэффициентов. В рассмотренном случае

нелинейный спектр этого решения содержит один солитон (дискретный спектр), который описывается комплексным собственным значением ζ_1 системы ЗШ и соответствующей нормировочной константой $r(\zeta_1)$. Непрерывный спектр описывается коэффициентом отражения $r(\xi)$ для действительного спектрального параметра ξ. Для НУШ нелинейный спектр эволюционирует по известным аналитическим формулам

$$r(\zeta, z) = e^{2i\zeta^2 z} r(\zeta, 0). \quad (3)$$

На Рис. 1 представлена эволюция коэффициента отражения и нормировочной константы солитона, построенная по формуле (3). Поскольку в данном случае комплексное собственное значение является чисто мнимым, изменяется только фаза коэффициента отражения и нормировочной константы.

Численное моделирование показало, что при эволюции стационарного решения (2) уравнения ГЛ комплексное собственное значение системы ЗШ сохраняется, как и в случае НУШ. Однако, в отличие от эволюции в рамках НУШ, сохраняется также непрерывный спектр. Фаза нормировочной константы эволюционирует линейно, но коэффициент наклона отличается от НУШ.

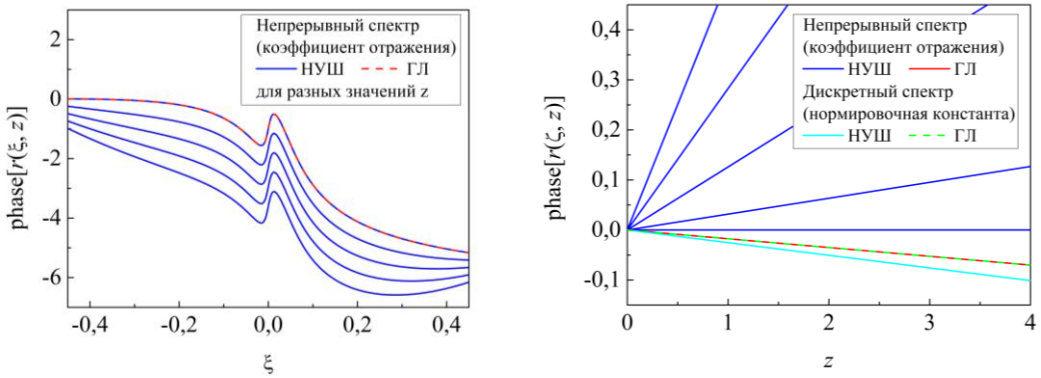


Рис. 1. Эволюция фазы коэффициента отражения $r(\xi, z)$ и нормировочной константы $r(\zeta_1, z)$ нелинейного спектра НУШ и ГЛ. Слева: в зависимости от спектрального параметра для фиксированных значений z. Справа: в зависимости от эволюционной переменной z для различных значений спектрального параметра.

Исследование выполнено при поддержке гранта РНФ (проект № 25-61-00010, https://rscf.ru/project/25-61-00010/). Работа О.В.Ш. поддержана проектом FSUS-2025-0010.

Литература

[1] В.Е. Захаров, А.Б. Шабат, *ЖЭТФ* **61**, 118-134 (1971)
[2] I.S. Chekhovskoy, O.V. Shtyrina et al, Phys. Rev. Lett. 122, 153901 (2019)
[3] С.К. Турицын, Н.Н. Розанов и др, *УФН* **186**, 713-742 (2016)

Быстрые схемы восьмого порядка точности для решения прямой задачи Захарова-Шабата

И.С. Чеховской[1,2,*], С.Б. Медведев[1,2], И.А. Васева[1,2], М.П. Федорук[1,2]

[1] *Федеральный исследовательский центр информационных и вычислительных технологий*
[2] *Новосибирский государственный университет*
[*] *E-mail: vaseva.irina@gmail.com*

DOI:10.31868/RFL2026.170-171

Прямая задача Захарова-Шабата (ЗШ) [1] является первым этапом метода обратной задачи рассеяния, который также называется нелинейным преобразование Фурье (НПФ). НПФ позволяет проинтегрировать нелинейное уравнение Шредингера (НУШ), которое описывает распространение импульсов в оптоволокне. С помощью НПФ можно свести сложную нелинейную динамику решения НУШ к простой эволюции в нелинейном спектре ЗШ. НПФ также используется в телекоммуникационных приложениях как средство обработки и кодирования сигналов.

При решении прямой задачи ЗШ для заданного сигнала $q(t)$ определяется нелинейный спектр, который в общем случае состоит из непрерывного и дискретного спектра и определяется коэффициентами рассеяния $a(\xi)$ и $b(\xi)$. В оптических приложения как правило необходимо вычислять коэффициенты рассеяния для большого числа спектральных параметров ξ, поэтому для численной реализации НПФ необходимы не только точные, но и быстрые численные методы.

Идея быстрых методов для прямой задачи ЗШ состоит в том, чтобы представить матрицу перехода системы как рациональную функцию спектрального параметра [2]. Тогда произведение локальных матриц перехода по всей временной сетке сводится к произведению матричных полиномов в числителе и скалярных знаменателей, которое можно реализовать с помощью алгоритмов быстрой полиномиальной арифметики. Если матрица перехода системы ЗШ имеет экспоненциальный вид, её можно привести к виду, пригодному для быстрых вычислений, с помощью рациональной аппроксимации. Быстрые схемы шестого порядка точности для решения прямой задачи ЗШ на основе разложения Магнуса, обобщенного преобразования Кэли и диагональной аппроксимации Паде были предложены в работе [3]. В настоящей работе предлагается экспоненциальная схема ES8 восьмого порядка точности на основе разложения Магнуса, на базе которой строятся быстрые схемы для решения прямой задачи ЗШ. Для перехода к рациональному виду используется диагональная аппроксимация Паде.

Для реализации быстрых вычислений как правило используется преобразование Кэли, которое переводит вещественную ось спектрального параметра на единичную окружность. При этом возникает существенная особенность: точки $\xi = \pm\infty$ оказываются сжатыми в одну область на окружности. Для относительно грубых сеток такая параметризация может стать плохо сбалансированной, что приведет к потере устойчивости при вычислении коэффициентов рассеяния. В данной работе мы предлагаем конструировать быстрые схемы на основе преобразования Жуковского и полиномов Чебышева. На практике непрерывный спектр вычисляется на конечном интервале, поэтому действительный спектральный параметр можно записать: $\xi = c + Hx$, $x \in [-1,1]$. Этот интервал естественно связать с единичной окружностью с помощью преобразования Жуковского $x = (w + w^{-1})/2$. Вместо явной работы с полиномами Лорана от w мы представляем локальные числители матриц и скалярные знаменатели непосредственно в базисе Чебышева. Это

позволяет избежать искусственного удвоения степени локального полинома и сохранить компактное представление матриц перехода.

Для каждого узла сетки локальная матрица перехода записывается как $T_n(x) = N_n(x)/d_n(x)$, где $N_n(x)$ и $d_n(x)$ раскладываются в базисе Чебышева. Глобальная матрица перехода получается путем построения дерева произведений для матричных числителей и скалярных знаменателей, при этом вычислительная сложность алгоритма составляет $O(N \log^2 N)$, где N – число отсчетов сигнала.

На Рис. 1 представлены результаты расчетов для тестового сигнала в виде чирпованного гиперболического секанса. Если число спектральных параметров $M = N$, наиболее эффективной является схема без использования быстрых алгоритмов ES8_PADE5. При фиксированном достаточно большом значении M преимущество показывают быстрые схемы.

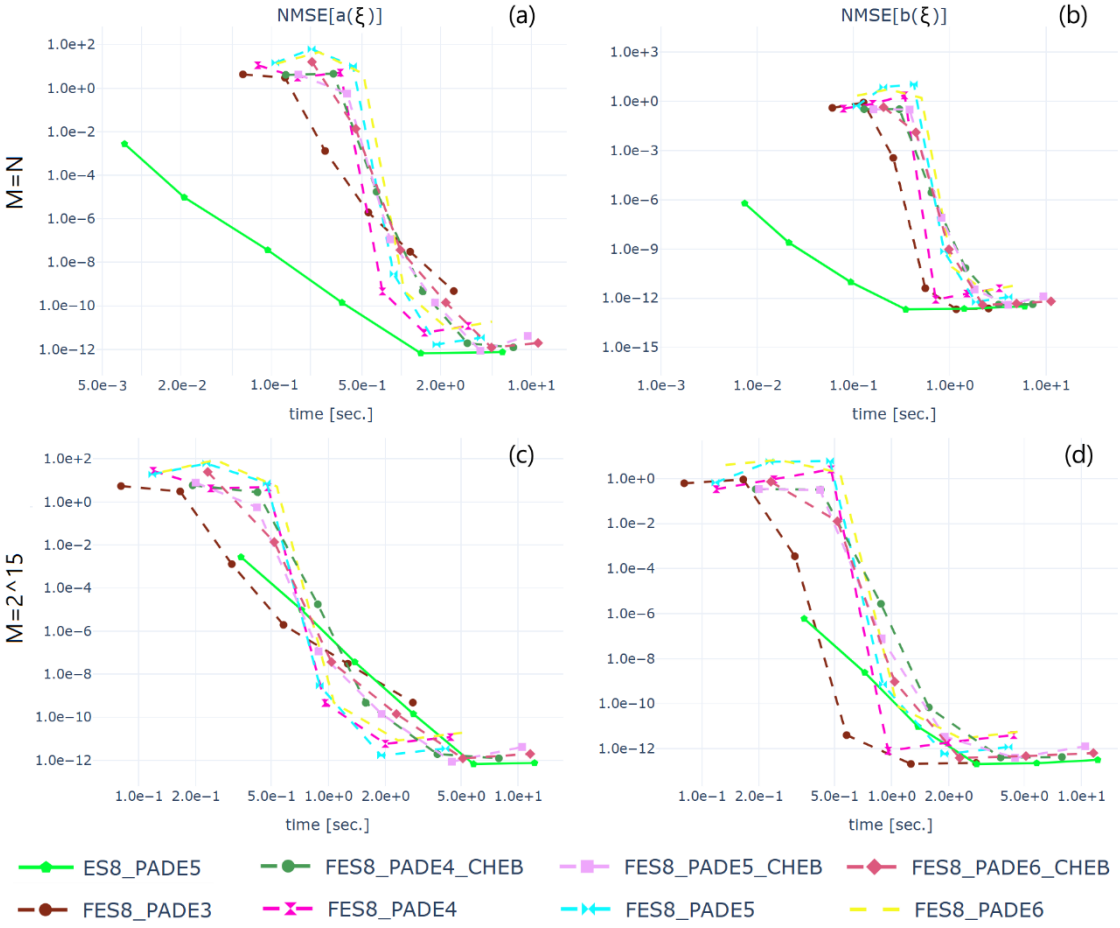


Рис. 1. Средне-квадратичная погрешность вычисления коэффициентов рассеяния $a(\xi)$ (слева) и $b(\xi)$ (справа) в зависимости от времени расчета. Вверху: количество точек непрерывного спектра M совпадает с числом отсчетов сигнала N. Внизу: $M = 2^{15}$.

Работа выполнена в рамках государственного задания Минобрнауки России для Федерального исследовательского центра информационных и вычислительных технологий.

Литература

[1] В.Е. Захаров, А.Б. Шабат, *ЖЭТФ* **61**, 118-134 (1971)
[2] S. Wahls, H.V. Poor, *IEEE Trans. Inf. Theory* **61**, 6957-6974 (2015)
[3] S. Medvedev, I. Chekhovskoy et al, J. Comput. Phys. **448**, 110764 (2022)

Адаптивный алгоритм выбора размера шага в методе отслеживания разрывов аргумента для нахождения дискретного спектра задачи Захарова-Шабата

С.М. Герасимов[1,*], **И.С. Чеховской**[1,2]

[1] *Новосибирский государственный университет, г. Новосибирск, Россия*
[2] *Федеральный исследовательский центр информационных и вычислительных технологий, г. Новосибирск, Россия*

[*] *E-mail: s.gerasimov@g.nsu.ru*

DOI:10.31868/RFL2026.172-173

Нелинейное уравнение Шрёдингера (НУШ) является одной из базовых моделей распространения оптических импульсов в одномодовом волокне. Благодаря интегрируемости НУШ сигнал может быть представлен через данные рассеяния спектральной задачи Захарова-Шабата, что осуществляется с помощью нелинейного преобразования Фурье (НПФ). Дискретная часть нелинейного спектра описывает солитонную составляющую сигнала, поэтому надёжное нахождение дискретных собственных значений важно для анализа нелинейной динамики в волоконно-оптических системах.

При численном расчёте исходный оптический импульс задаётся конечным набором значений на временной сетке. Непрерывную часть нелинейного спектра можно находить быстрыми алгоритмами НПФ, тогда как вычисление дискретных собственных значений остаётся более трудной задачей. Матричные подходы, используемые в быстрых реализациях НПФ (Fast Nonlinear Fourier Transform, FNFT), требуют работы с большими матрицами и последующей фильтрации найденных значений. Альтернативный класс методов сначала локализует нули коэффициента рассеяния $a(\zeta)$, соответствующие собственным значениям, а затем уточняет их положение с помощью итерационных процедур.

В данной работе рассматривается метод отслеживания разрывов главного значения аргумента (Phase Jump Tracking, PJT). Метод основан на принципе аргумента: при обходе контура, ограничивающего область поиска G, изменение $\arg a(\zeta)$ связано с числом нулей $a(\zeta)$ внутри этой области. В численной реализации разрывы главного значения аргумента ищутся на границе области, после чего соответствующие траектории разрывов продолжаются внутрь области и приводят к собственным значениям.

Ключевое ограничение исходной реализации PJT состоит в чувствительности к выбору шага на границе. Если значения $\arg a(\zeta)$ в узлах сетки на обеих сторонах от разрыва недостаточно сильно отличаются друг от друга, соответствующая траектория не строится, и метод может пропустить собственное значение. Для устранения этой проблемы предложен адаптивный способ построения сетки, в котором начальный шаг выбирается по локальной скорости изменения аргумента $\omega(\zeta, d) = |\mathrm{Im}(a'(\zeta)d/a(\zeta))|$. Дополнительно шаг проверяется сравнением квадратурных формул трапеций и Симпсона для логарифмической производной $a'(\zeta)/a(\zeta)$, а при превышении заданной ошибки шаг уменьшается.

Для проверки предложенного подхода было проведено тестирование на двух семействах потенциалов с аналитически известным дискретным спектром: на гладких импульсах $q(t) = a \cdot (\mathrm{sech}\, t)^{1+ic}$ и прямоугольных импульсах. Результат численного метода сопоставлялся с точным спектром по числу найденных значений,

наличию пропущенных и лишних собственных значений и максимальной ошибке положения.

Таблица 1. Результаты сравнения PJT и FNFT на тестовых потенциалах.

Потенциал	**Метод**	**Число запусков**	**Успешных запусков**	**Среднее время, с**
sech	PJT	119	119	5,5
sech	FNFT	119	119	0,53
прямоугольный	PJT	17	17	27,5
прямоугольный	FNFT	17	6	1,65

На импульсах типа sech оба метода нашли полный дискретный спектр во всех 119 запусках, при этом FNFT оказался быстрее. На прямоугольных импульсах метод PJT с адаптивным шагом успешно прошёл все 17 тестов, тогда как FNFT нашёл полный спектр только в 6 тестах из 17; в остальных случаях часть собственных значений была пропущена. Таким образом, адаптивное построение сетки повышает устойчивость PJT по полноте найденного спектра, особенно для менее гладких потенциалов с большим числом собственных значений.

Полученные результаты показывают, что выбор узлов на границе области поиска является не технической деталью, а существенной частью алгоритма PJT. Предложенное правило уменьшает риск пропуска разрывов аргумента и делает метод менее зависимым от ручного подбора параметров. Дальнейшее развитие работы связано с оптимизацией адаптивного шага, расширением набора тестовых сигналов и проверкой метода на потенциалах без заранее известного дискретного спектра.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 25-61-00010, https://rscf.ru/project/25-61-00010/.

Литература

[1] V.E. Zakharov, A.B. Shabat, *Sov. Phys. JETP* **34**, 62-69 (1972)
[2] I.S. Chekhovskoy, S.B. Medvedev et al, *Commun. Nonlinear Sci. Numer. Simul*. **96**, 105718 (2021)
[3] S.B. Medvedev, I.A. Vaseva et al, *Computational Technologies* **28**, 60-83 (2023)
[4] S. Wahls, H.V. Poor, *Proc. ICASSP*, 5780-5784 (2013)
[5] M.I. Yousefi, F.R. Kschischang, *IEEE Trans. Inf. Theory* **60**, 4312-4328 (2014)

Анализ эффективности компенсации нелинейных искажений сигнала передовыми архитектурами нейронных сетей в оптических линиях связи

В.А. Порошков*, О.С. Сидельников, М.П. Федорук

Новосибирский государственный университет

** E-mail: v.poroshkov@g.nsu.ru*

DOI:10.31868/RFL2026.174-175

Нелинейные эффекты являются одним из ключевых факторов, ограничивающих дальность передачи и пропускную способность современных волоконно-оптических линий связи [1]. В связи с этим разработка эффективных методов компенсации нелинейных искажений остается одной из актуальных задач цифровой обработки сигналов в оптических системах связи. В последние годы значительное внимание привлекают подходы, основанные на машинном обучении, поскольку они позволяют строить нелинейные модели компенсации на основе данных и адаптировать их к параметрам рассматриваемой линии [2]. В данной работе исследуется эффективность компенсации нелинейных искажений с помощью современных архитектур нейронных сетей с учетом компромисса между качеством восстановления сигнала и вычислительными затратами.

В работе рассматривалась волоконно-оптическая линия связи, состоящая из передатчика, 20 пролетов стандартного одномодового волокна по 100 км, эрбиевых оптических усилителей после каждого пролета и когерентного приемника. На передатчике формировался сигнал с модуляцией 16-QAM и символьной скоростью R_s = 32 Гбод. Для формирования импульсов использовался фильтр с характеристикой типа «корень из приподнятого косинуса» с коэффициентом сглаживания 0.1. В приемнике сигнал проходил через согласованный фильтр, после чего выполнялась идеальная компенсация хроматической дисперсии. Далее частота дискретизации понижалась до одного отсчета на символ, и применялись нейросетевые алгоритмы компенсации нелинейных искажений. После этого выполнялась демодуляция сигнала и вычислялся коэффициент битовых ошибок (BER).

В работе были исследованы несколько классов нейросетевых эквалайзеров, включая полносвязные нейронные сети (MLP), сверточные нейронные сети (CNN), рекуррентные нейронные сети с долгой краткосрочной памятью (LSTM), временные сверточные сети (TCN), архитектуру Transformer, сети Колмогорова–Арнольда (KAN) [3], а также гибридные модели на основе сверточных сетей и KAN/FastKAN. Отдельно рассматривались несколько реализаций KAN: EfficientKAN-регрессор, residual-вариант EfficientKAN, KAN-классификатор, модель EfficientKAN на статистических признаках, Complex FastKAN и гибридная CNN-KAN архитектура. Поскольку распространение сигнала в волоконно-оптической линии приводит к возникновению памяти канала, восстановление каждого переданного символа выполнялось не по одному отсчету, а по окну соседних комплексных отсчетов принятого сигнала. Для корректного сравнения всех архитектур размер входного окна был одинаковым и составлял 65 комплексных отсчетов.

Качество работы нейросетевых эквалайзеров оценивалось по значению BER до и после компенсации нелинейных искажений. Дополнительно анализировалась вычислительная сложность моделей, поскольку она является важным ограничением при практической реализации алгоритмов цифровой обработки сигналов. В качестве основных характеристик сложности использовались оценочное число

операций умножения-накопления на один обрабатываемый символ (Multiply–Accumulate Operations per Symbol, MAC/symbol) и время обработки пакета из 16000 символов. Для сопоставления моделей, отличающихся как качеством компенсации, так и вычислительными затратами, использовался интегральный показатель BER-MAC, учитывающий относительное снижение BER и число операций MAC на символ.

Результаты сравнения исследованных нейросетевых эквалайзеров приведены на Рис. 1. Для каждой архитектуры показаны относительное снижение BER и оценочная вычислительная сложность в MAC на символ. Исходное значение BER без применения нейросетевого эквалайзера составляло $9.71 \cdot 10^{-3}$.

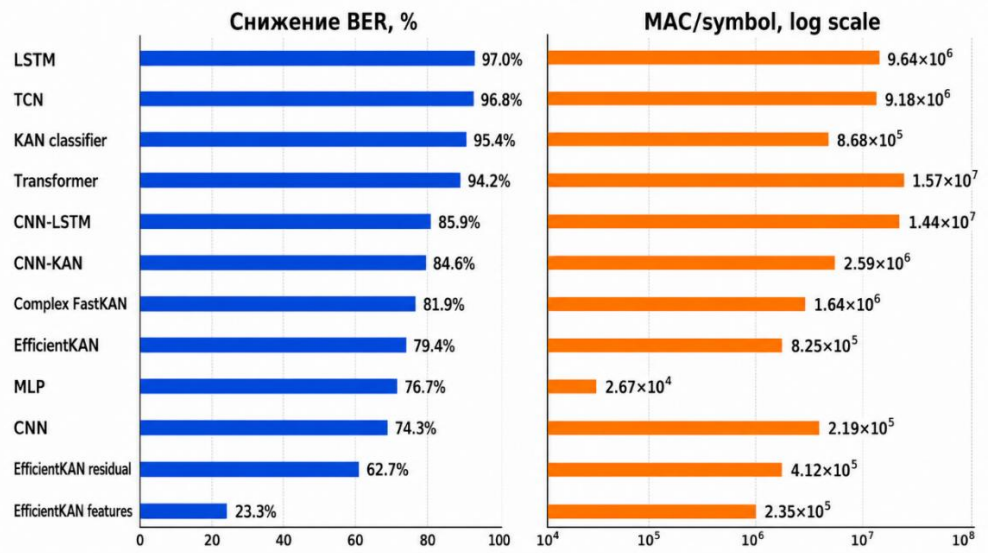


Рис. 1. Сравнение снижения BER и вычислительной сложности для рассмотренных архитектур.

Полученные результаты показывают, что выбор оптимальной архитектуры зависит от требуемого уровня снижения BER и допустимой вычислительной сложности. MLP обеспечивает умеренное снижение BER примерно на 77% при сравнительно малом числе операций и наилучшем значении интегрального показателя BER-MAC. При необходимости снижения BER более чем на 90% более эффективными оказываются KAN-классификатор и Transformer. Наибольшее улучшение качества в данном наборе экспериментов обеспечивают LSTM и TCN: BER уменьшается до $2.9 \cdot 10^{-4}$ и $3.13 \cdot 10^{-4}$ соответственно, что соответствует снижению примерно на 97%.

Таким образом, MLP может рассматриваться как вариант для приемников с жесткими ограничениями на сложность, KAN-классификатор — как компромисс между качеством и числом операций, а последовательные модели LSTM и TCN — как решения для режима максимального качества при допустимой высокой вычислительной стоимости.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 25-61-00010, https://rscf.ru/project/25-61-00010/.

Литература

[1] E. Temprana, E. Myslivets et al., *Science* **348**, 1445-1448 (2015)
[2] O. Sidelnikov, A. Redyuk et al, *J. Lightwave Technology* **39**, 2397-2406 (2021)
[3] Z.Liu, Y. Wang et al., *arXiv:2404.19756* (2024)

Оценка нелинейного фазового набега в когерентных линиях связи

Е.Г. Шапиро*

Институт автоматики и электрометрии, Сибирское отделение РАН

*E-mail: e.shapiro@iae.nsk.su

DOI:10.31868/RFL2026.176-177

Когерентное детектирование, многоуровневые форматы модуляции и мультиплексирование по поляризациям обеспечивают высокую скорость передачи информации [1-2].

Ниже показано, что более мощные гауссовы импульсы набирают больший нелинейный фазовый набег в результате распространения в начале линии связи. После уширения сигнала приращение фазового сдвига не зависит от амплитуды исходных импульсов. Одинаковый нелинейный набег на приемнике можно получить с помощью фазового смещения входных импульсов.

Было проведено численное моделирование 8-QAM сигнала для гауссовых импульсов с битовым интервалом T=25 пс и фазовым φ_0 смещением входных битов внешнего круга. Пиковая мощность импульсов внутреннего круга составляла $Q_1^2 =$ 4.22 мВт. Пиковая мощность импульсов внешнего круга варьировалась. Моделирование основывалось на связанных нелинейных уравнениях Шредингера с учетом поляризаций.

Пусть Q_1, Q_2 – амплитуды начальных импульсов. Обозначим $q = Q_2/Q_1$. Пусть ξ – случайная величина, принимающая значения $c_l \in \left\{q * exp\left(\frac{i2\pi k}{4} - i\varphi_0\right), k = 0,1,2,3\right\} \cup \left\{exp\left(\frac{i2\pi k}{4} + i\frac{\pi}{4}\right), k = 0,1,2,3\right\}$ с одинаковой вероятностью1/8. Среднее значение $\langle\xi\rangle = 0$. Коэффициенты модуляции являются значениями ξ. Модулированный гауссов импульс, которому соответствует битовый интервал с номером l, математически задается формулой $f(t - lT) = c_l Q e^{-\frac{1}{2T_0^2}(t-lT)^2}$, где T_0 - параметр ширины. Пусть d – дисперсия, γ - коэффициент затухания, $a = \frac{1}{2T_0^2}$, тогда решение линеаризованного уравнения Шредингера для поляризации $A_x(z,t)$, $A_x(0,t) = f(t - lT)$ задается формулой [3]

$$A_{xl}(z,t) = c_l Q \left[\frac{1-4iadz}{\sqrt{1+16d^2a^2z^2}}\right]^{1/2} \frac{e^{-\frac{\gamma}{2}z}}{[1+16d^2a^2z^2]^{1/4}} e^{-\frac{a-4ida^2z}{1+16d^2a^2z^2}(t-lT)^2}. \quad (1)$$

Предположим, что коэффициент модуляции c_0 импульса с номером $l = 0$ равен фиксированному значению w. Тогда из (1) можно получить, что в линейном приближении средняя мощность поляризации $A_x(z,t)$, $A_x(0,t) = \sum_l c_{xl} A_{xl}(0,t)$ задается формулой

$$\langle|A_x(z,t)|^2, c_0 = w\rangle = Q^2(|w|^2 - \langle|\xi|^2\rangle)\frac{e^{-\gamma z}}{\sqrt{R(z)}} e^{\frac{-2at^2}{R(z)}} + \sqrt{\pi}\frac{T_0 Q^2 e^{-\gamma z}}{T}\langle|\xi|^2\rangle. \quad (2)$$

Второе слагаемое здесь является средней мощностью сигнала на расстоянии z, $\langle|\xi|^2\rangle$ – дисперсия коэффициентов модуляции, $R(z) = 1 + 16d^2a^2z^2$ и стремительно растет с увеличением переменной z. Из (2) следует, что разница фазового набега импульсов набирается в начале линии, пока сигнал не уширился на несколько соседних интервалов.

Величина фазового сдвига зависит от коэффициента $q = Q_2/Q_1$. На Рис.1 приведен график зависимости фазового набега от отношения амплитуд импульсов внешнего и внутреннего кругов.

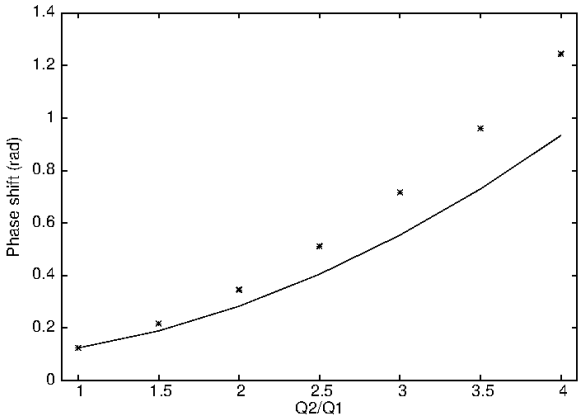


Рис.1 Фазовый набег, z =60 км

На Рис.1 изображены нелинейные набеги фазы импульсов после прохождения сигналом 60 км. Точки соответствуют битам большей амплитуды.

Пусть $\frac{Q_2}{Q_1} = 2$. Если использовать смещение фазы более мощных входных импульсов на величину φ_0, то это же смещение показывают эти импульсы на приемнике. Ниже приведена зависимость нелинейного фазового сдвига импульсов от дистанции распространения для $\varphi_0 = 0$ и $\varphi_0 = 0.0676$.

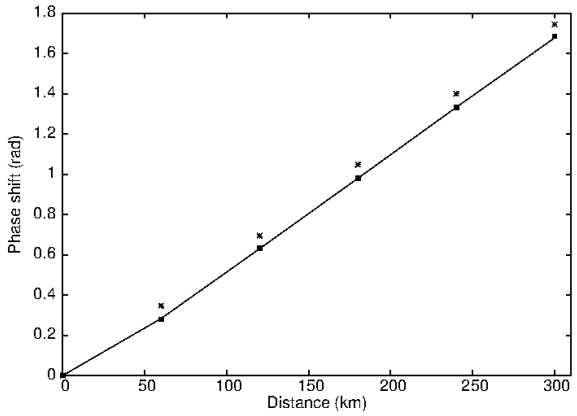


Рис.2 Фазовый набег импульсов, $Q_1^2 = 4.22$ мВт (сплошная); $Q_2^2 = 16.88$ мВт и $\varphi_0 = 0.067$ (квадраты) , $\varphi_0 = 0$ (звездочки).

Видно, что разница нелинейного сдвига появляется при прохождении относительно небольшого начального отрезка линии связи. Далее эта разница набега остается постоянной. Для значений $\frac{Q_2}{Q_1} > 2$ наблюдаются аналогичные результаты.

Литература

[1] В.Н. Трещиков, В.Н. Листвин, *DWDM системы. Техносфера,* (2023)
[2] K. Kikuchi, *IEEE J. Sel. Top. Quant. Electr*. **12**, 563 (2006)
[3] Е.Г. Шапиро, Д.А. Шапиро, *Квант. электр*. **55**, 373-377 (2025)

Квантовое распределение ключей в когерентных сетях с плотным спектральным уплотнением каналов

К. Д. Вахнюк, Р. З. Ибрагимов*, А. Ф. Иванов, А. Р. Салеев, И. М. Симонов, К. А. Яковлев, М. А. Ярыгин

Московский Технический Университет Связи и Информатики

**E-mail: r.z.ibragimov@mtuci.ru*

DOI:10.31868/RFL2026.178-179

В настоящее время системы плотного спектрального мультиплексирования (DWDM) относятся к числу приоритетных направлений развития телекоммуникационных технологий [1]. Применение DWDM позволяет кратно наращивать пропускную способность одного физического волокна – до 48 или 96 раз [1, 2].

Ведущим отечественным разработчиком в этой области является компания «Т8», предлагающая решения для магистральных сетей и для соединений центров обработки данных (ЦОД). Для последних особенно остро стоит проблема защиты передаваемой информации, что обусловливает необходимость внедрения высокоскоростных и эффективных криптографических методов.

Параллельно с развитием DWDM активно совершенствуется технология квантового распределения ключей (КРК) [3,4]. Её суть состоит в формировании общего криптографического ключа у отправителя и получателя для последующего симметричного шифрования, что устраняет основную уязвимость этого метода – проблему безопасной передачи ключа.

Интеграция КРК в существующие DWDM-сети (QKD over DWDM) является перспективным направлением, позволяющим совместить высокую скорость передачи данных с квантовой защитой.

В эксперименте по организации канала КРК через DWDM-сеть использовалась аппаратная платформа «EMQOS 1.0» (QRate) с двупроходной архитектурой (Боб → Алиса → Боб), компенсирующей фазовые и поляризационные искажения. Квантовый канал работал на длине волны 1552,61 нм. DWDM-модуль включал транспондеры MD-D3ES-S3/D1 и мультиплексор/демультиплексор OD-40-A. [5 – 8].

Эксперименты проводились при длинах линии 15 м и 18,2 км в четырёх конфигурациях: без информационных каналов, с каналами ниже 31, с каналами выше 31 и со всеми каналами. Для каждой конфигурации измерялись QBER и скорость генерации просеянного ключа. Продолжительность каждого опыта – 2 минуты, регистрировалось 120 отсчётов, вычислялись средние значения и стандартные погрешности.

Показано, что добавление каналов с номерами менее 31 практически не влияет на QBER (изменения в пределах погрешности). При включении каналов выше 31 QBER возрастает на 1–2% (с 2,2 до 5,1% на короткой линии и с 3,0 до 6,2% на длинной), а скорость генерации снижается – до 2,15 кбит/с на длинной линии против 3,5 кбит/с без каналов. В худшем случае (все каналы, длина 18,2 км) QBER = (6±1)%, что не превышает критического порога 11% для протокола BB84. Наибольшая скорость генерации (4,04 кбит/с) достигнута на короткой линии с каналами ниже 31.

Эксперимент показывает, что двупроходная схема КРК с фазовой реализацией BB84 может быть успешно интегрирована в опорную DWDM-сеть оператора связи без нарушений условий применимости протокола. При этом следует

учитывать основное ограничение, связанное с перекрытием спектра 31-го канала с квантовым каналом. Это увеличивает QBER и снижает скорость генерации, однако во всех исследованных конфигурациях QBER остаётся ниже допустимого уровня, а скорость генерации превышает 1,97 кбит/с.

Полученные результаты подтверждают практическую возможность совместного функционирования классической DWDM-передачи и квантового распределения ключей на одной оптической инфраструктуре.

Литература

[1] Р.З. Ибрагимов, В.Г. Фокин. Проектирование современных оптических транспортных сетей связи: учеб. пособие. М. : Лань, 112 (2023).

[2] G.694.1. Спектральная сетка для WDM–приложений: Частотная сетка DWDM. Женева : МСЭ–Т, 22 (2023).

[3] С.В. Зуев Квантовые вычисления и квантовая криптография : учеб. пособие. М. : Белгородский государственный технологический университет (БГТУ) им. В. Г. Шухова, 2024. 117 с. ISBN 978-5-361-01373-9.

[4] И.О. Воронцова, Р.К. Гончаров и др, *Наносистемы: физика, химия, математика*. **14,** 342–348 (2023)

[5] L. Zehnder L. *Zeitschrift für Instrumentenkunde* **11**, 275–285, (1891)

[6] L. Mach, *Zeitschrift für Instrumentenkunde* N **12**. 89 (1892)

[7] А.К. Наниджанян, К.Ю. Ерохин и др, *XIV Международная конференция по фотонике и информационной оптике : межнар. сб. науч. тр.* Москва : тип–фия НИЯУ «МИФИ» 465–467 (2025)

[8] М.А. Ярыгин, А.К. Наниджанян и др, *XIV Международная конференция по фотонике и информационной оптике : межнар. сб. науч. тр*. Москва : тип–фия НИЯУ «МИФИ» 477–479 (2025)

Схемы повышенного порядка для прямой задачи рассеяния, ассоциированной с нелинейным уравнением Шрёдингера

А.Е. Чернявский[1,2*]

[1] *Институт автоматики и электрометрии СО РАН*
[2] *Новосибирский государственный университет*
[*] *E-mail: alexander.cher.99@gmail.com*

DOI:10.31868/RFL2026.180-181

Волоконно-оптические линии связи составляют технологическую основу современной глобальной сети Интернет. Для передачи цифровой информации в них используется модуляция огибающей электрического поля высокочастотного оптического сигнала [1]. На рубеже XXI века технология оптической связи стремительно развивалась, и наблюдался постоянный рост скорости передачи информации (производительности), который обеспечивался ростом частоты и амплитуды модуляции сигнала. В конечном счете, это привело к усилению нелинейно-дисперсионных искажений информационного сигнала и, как следствие, к ограничению производительности волоконных линий связи.

Модель эволюции огибающей $q(z,t)$, одновременно учитывающая и дисперсию, и керровскую нелинейность оптического волокна, опирается на нелинейное уравнение Шрёдингера (НУШ) [1], где z – координата вдоль линии, а t – временной параметр:

$$i\frac{\partial q}{\partial z}+\frac{1}{2}\frac{\partial^2 q}{\partial t^2}+|q|^2 q=0. \quad (1)$$

НУШ является интегрируемой моделью и допускает решения в виде солитонов – устойчивых локализованных волновых пакетов с постоянными формой и скоростью. Свойства солитонов теоретически позволяют с их помощью передавать информацию в нелинейном режиме без заметных искажений и на большие расстояния. В работе [2] было предложено использовать N-солитонные импульсы, автоматически учитывающие взаимодействие солитонов между собой. Имплементация подхода столкнулась с проблемой неустойчивости существующих алгоритмов применительно к дискретному спектру. В рамках данной работы рассмотрен общий подход к построению схем высоких порядков точности аппроксимации, в частности предложены устойчивые «супер-быстрые» схемы четвёртого и шестого порядков точности для численного решения прямой задачи рассеяния, позволяющие создать эффективные алгоритмы декодирования информации в солитонных линиях связи.

Прямая задача рассеяния для НУШ ставится посредством системы уравнений Захарова-Шабата с асимптотическими граничными условиями:

$$\begin{bmatrix}u\\v\end{bmatrix}_t=\begin{bmatrix}-i\zeta & q\\ \sigma q^* & i\zeta\end{bmatrix}\begin{bmatrix}u\\v\end{bmatrix},\begin{bmatrix}u\\v\end{bmatrix}\xrightarrow{t\to-\infty}\begin{bmatrix}1e^{-i\zeta t}\\0\end{bmatrix},\begin{bmatrix}u\\v\end{bmatrix}\xrightarrow{t\to+\infty}\begin{bmatrix}a(\zeta)e^{-i\zeta t}\\b(\zeta)e^{i\zeta t}\end{bmatrix}. \quad (2)$$

Здесь ζ собственное число. Для численного решения задачи — поиска коэффициентов рассеяния $a(\zeta)$ и $b(\zeta)$ — применяется метод трансфер-матриц (МТМ). Этот метод широко используется для расчета рассеяния в волоконных брэгговских решетках, в волоконных лазерах и в современных оптических измерительных системах. Основу МТМ составляет сведение задачи рассеяния к перемножению трансфер-матриц. Точность, устойчивость и производительность метода зависят от способов аппроксимации и расчёта матриц и скорости вычисления их произведения. Для построения матрицы перехода для одного дискретного слоя $[x_m, x_{m+1}]$

проинтегрируем систему $\left(e^{i\zeta x}u\right)' = qv * e^{i\zeta x}$, $\left(e^{-i\zeta x}v\right)' = -q^* u * e^{-i\zeta x}$, эквивалентную системе Захарова-Шабата, на данном промежутке:

$$\begin{cases} e^{i\zeta x_{m+1}}u_{m+1} - e^{i\zeta x_m}u_m = \int_{x_m}^{x_{m+1}} qv * e^{i\zeta x}dx\,, \\ e^{-i\zeta x_{m+1}}v_{1,m+1} - e^{-i\zeta x_m}v_m = -\int_{x_m}^{x_{m+1}} q^* u * e^{-i\zeta x}dx\,. \end{cases} \quad (3)$$

Порядок точности алгоритма определяется порядком аппроксимации интегралов. В общем случае применим так называемый квадратурный подход [3]: если имеется интеграл $\int_0^h f(\alpha)d\alpha$, то для приближения его формулой $\sum_{j=1}^q A_j f\left(\alpha_j\right)$ с точностью $O(h^{p+1})$ достаточно выполнения условий $\sum_{j=1}^q A_j = 1$, $\sum_{j=1}^q A_j \alpha_j^n = \frac{1}{n+1}$ для всех $n = 1,2,\dots,p-1$. Если заранее задать начальную и конечные точки, и искать решения с равномерно распределёнными узлами, то для четвёртого порядка точности аппроксимации получится известная формула Симпсона, а для шестого – правило Булля:

$$\int_{x_m}^{x_{m+1}} f(x)dx = \frac{h}{6}\left(f(x_m) + 4f\left(x_{m+\frac{1}{2}}\right) + f(x_{m+1})\right) + O(h^5) =$$

$$= \frac{h}{90}\left(7f_m + 32f_{m+\frac{1}{4}} + 12f_{m+\frac{1}{2}} + 32f_{m+\frac{3}{4}} + 7f_{m+1}\right) + O(h^7) \quad (4)$$

Следующий шаг – замена промежуточных значений – осуществляется через интерполяционные сплайны Эрмита: многочлены с кратными узлами, которые совпадают своими значениями и значениями своих производных с функцией и её производной в выбранных точках. Если выбрать в качестве таких узлов x_m и x_{m+1}, получим симметричные неявные схемы повышенной точности.

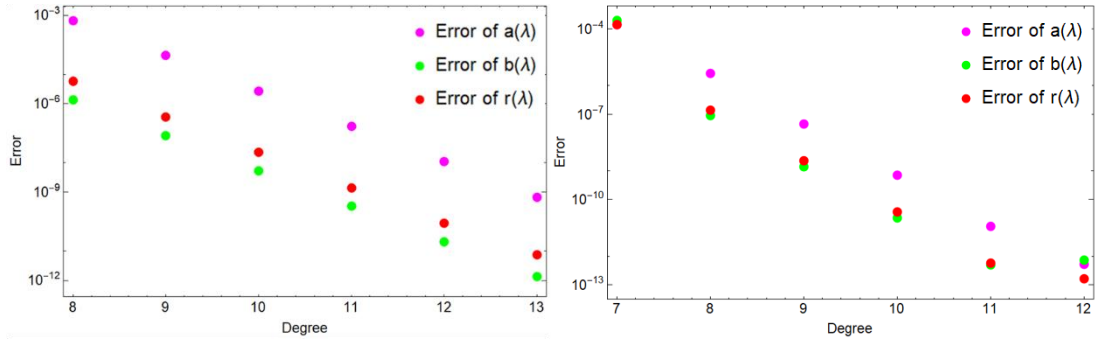


Рис. 1. Графики зависимости ошибки расчета от степени числа шагов $\mathrm{Degree} = \mathrm{Log}_2 N$ в логарифмическом масштабе: слева – для схемы четвёртого порядка, справа – для шестого. Расчёт проводился на примере непрерывного спектра потенциала $q(x) = 0.3\,\mathrm{sech}(x)$.

Литература

[1] Г. Агравал, *Нелинейная волоконная оптика*, *Academic Press* (1989)
[2] L.L. Frumin, A.A. Gelash et al, *Phys. Rev. Lett.* **118,** 223901 (2017)
[3] В.В. Бобков, *Изв. АН БССР. Сер. физ.-матем. наук.* **4,** 27-35 (1967)

Решение прямой задачи рассеяния для темных солитонов

И.И. Муллядженов[1,2,*], **С.В. Дремов**[1,3], **А.А. Гелаш**[2]

[1] *Институт автоматики и электрометрии СО РАН*
[2]*Сколковский Институт Науки и Технологии, Москва, Большой бульвар 30/с1*
[3] *Новосибирский государственный университет*
[*] *E-mail: ilyamullyadzhanov05@gmail.com*

DOI:10.31868/RFL2026.182-183

Разработан и верифицирован алгоритм прямого преобразования рассеяния для дефокусирующего нелинейного уравнения Шрёдингера (НУШ) на ненулевом фоне, допускающем различные фазы на правой и левой границах. Дефокусирующее уравнение широко используется для описания тёмных солитонов – локализованных провалов интенсивности на устойчивом фоне [1]. Для анализа интегрируемых систем применяется метод обратной задачи рассеяния (МОЗР), численная реализация основана на методе Боффетты – Осборна [2].

Предложенный алгоритм основан на решении вспомогательной линейной системы Захарова – Шабата [3]; вводятся коэффициенты рассеяния, определяемые через асимптотики волновых функций. Полный набор данных рассеяния включает дискретный спектр (собственные значения λ), нормировочные постоянные (ρ) и непрерывный спектр (r). Численная схема строится на конечной области, которая разбивается на множество интервалов; для каждого интервала вычисляется матрица переноса, а итоговая матрица получается как их произведение. Коэффициенты рассеяния ($a(\lambda)$, $b(\lambda)$) и их производные выражаются через элементы матрицы переноса, что позволяет численно восстановить все данные рассеяния. Такой подход ранее успешно применялся для бризерных решений фокусирующего НУШ [4, 5].

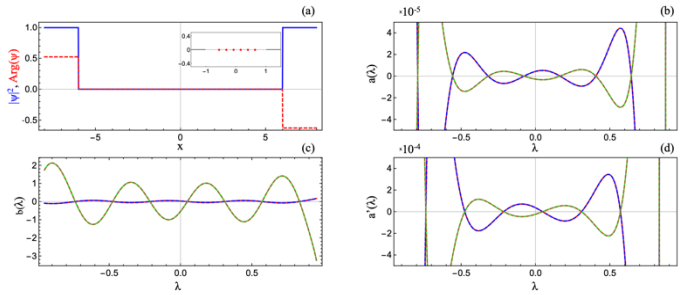


Рис. 1. Верификация разработанного алгоритма на примере потенциала типа «обратной ступеньки». На панели (a) показано волновое поле, представленное потенциалом, поведение фазы показано красной пунктирной линией. На вставке показаны собственные значения в виде красных точек, а разрез ветвления обозначен чёрной пунктирной линией. Панели (b), (c) и (d) представляют поведение коэффициентов рассеяния a(λ), b(λ) и a'(λ) соответственно. Численные результаты (сплошные линии) сравниваются с аналитическими (пунктирные линии) для верификации алгоритма. Синий и красный цвета соответствуют действительной части, зелёный и коричневый — мнимой.

Для верификации алгоритма использованы два аналитических эталонных потенциала. Первый – потенциал типа «обратная ступенька» (Рис. 1), который принимает постоянные значения на бесконечности и обнуляется в центральной области. Для него впервые получены аналитические выражения для всех данных рассеяния, включая коэффициенты рассеяния, их производные и нормировочные постоянные. Второй – тёмные солитоны (Рис. 2), описываемые гиперболическим

тангенсом [6]. Для него данные рассеяния выражаются через гамма-функции, дискретный спектр включает один солитон с нулевым собственным значением и может включать несколько пар серых солитонов, а нормировочные постоянные получены в явном виде.

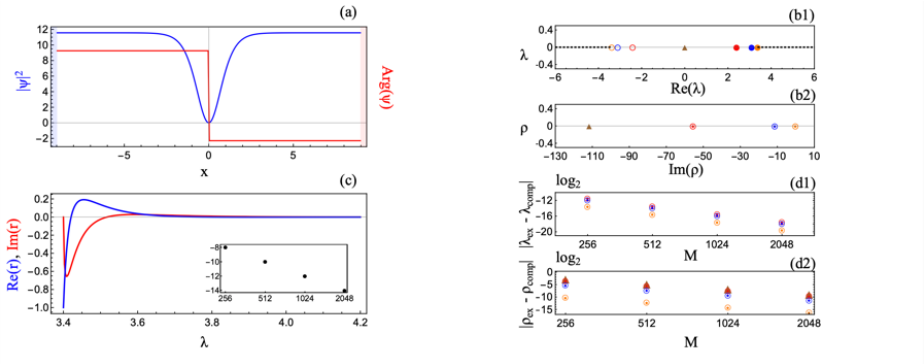


Рис. 2. Верификация разработанного алгоритма на примере потенциала типа *tanh(x)*. (a) Волновое поле *A*tanh(x)* при $A = 3.4$ (синяя линия) и фаза (красная пунктирная линия). (b1) λ-плоскость спектрального параметра: разрез ветвления (чёрный пунктир) и фазовые константы ρ_n (b2). Заполненные и пустые круги — положительные и отрицательные собственные значения λ_n и соответствующие им ρ_n. (c) Действительная (синяя) и мнимая (красная) части коэффициента $r = b/a$ (непрерывный спектр); в силу симметрии показана только ветвь $\lambda \in (A, \infty)$. На вставке — сходимость $log_2|r_{ex} - r_{comp}|$. (d1, d2) Сходимость второго порядка для λ_n и ρ_n; M — параметр дискретизации.

Для алгоритма подтвержден заявленный порядок сходимости (2 порядок). Обнаружена особенность для случая темного солитона с нулевым собственным значением: при стандартной дискретизации матрицы переноса дают единичную матрицу, что приводит к отсутствию сходимости. Выявлена причина этого эффекта, связанная с симметрией численного метода.

Таким образом, разработанный алгоритм обобщает классический метод Боффетты – Осборна на произвольные граничные фазы, обладает сходимостью второго порядка по собственным значениям и нормировочным постоянным, а также позволяет восстанавливать непрерывный спектр. Предложенный метод может быть использован для анализа динамики тёмных солитонов в приложениях нелинейной оптики.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ 25-72-31023.

Литература

[1] Y.S. Kivshar, B. Luther-Davies, *Physics Reports* **298**, 81-197 (1998)
[2] G. Boffetta, A.R. Osborne, *Journal of Computational Physics* **102**, 252-264 (1992)
[3] V.E. Zakharov, A.B. Shabat, *Soviet Physics JETP* **34**, 62-69 (1972)
[4] I. Mullyadzhanov, A. Gudko et al, *Proceedings of the Royal Society A* **480**, 2301 (2024)
[5] A.A Gelash, D.S. Agafontsev, *Physical Review E* **98**, 042210 (2018)
[6] W. Zhao, E. Bourkoff, *Optics Letters* **14**, 703-705 (1989)

Поглощение света двухслойным полупроводником CrSBr

Д.И. Костина*, А.С. Баймуратов

Сколковский Институт Науки и Технологии, Москва, Большой бульвар 30/с1

** E-mail: daria.kostina@skoltech.ru*

DOI:10.31868/RFL2026.184

Данная работа посвящена теоретическому исследованию экситонных и трионных состояний в бислое CrSBr — слоистого магнитного полупроводника с сильной связью между магнитными и оптическими свойствами. В рамках проекта была разработана теоретическая модель, описывающая оптический отклик бислоя CrSBr. Сформулированы эффективные гамильтонианы для экситонов и трионов, учитывающие межслоевое туннелирование, эффекты магнитного поля и дальнодействующее обменное взаимодействие. На основе этих моделей проведены численные расчеты спектров оптического поглощения для различных магнитных фаз (антиферромагнитной и ферромагнитной) и электростатических конфигураций. Основные результаты демонстрируют, что переход между антиферромагнитной и ферромагнитной фазами приводит к качественному изменению оптического отклика, что позволяет напрямую считывать магнитное состояние системы. Полученные результаты указывают на перспективность бислоев CrSBr для применения в магнитооптических запоминающих устройствах и спин-оптоэлектронике, где возможно сочетание высокой скорости оптических операций с возможностью электрического и магнитного контроля.

Development and Characterization of a Smartphone Integrated Fiber Optic Biosensor for Rapid Biological Detection

S. Oryskhan[1,2], D. Tosi[1,2*]

[1]School of Engineering and Digital Sciences, Nazarbayev University, Astana, Kazakhstan
[2]Biosensors and Bioinstrumentation Laboratory, National Laboratory Astana, Astana, Kazakhstan
** E-mail:daniele.tosi@nu.edu.kz*

DOI:10.31868/RFL2026.185-186

Biosensors connected to smartphones have become a potential solution for point-of-care testing due to their portability, affordability, and computational ability. However, while much progress has been made, the majority of available optical biosensors using smartphones rely on having controlled light sources, a controlled environment for measurement, and unique optical equipment in order to maintain stable signals.

This project is looking at a different solution to these issues developing a smartphone-based fiber optic biosensing platform specifically designed for use where there are uncontrolled daylight conditions. While traditional systems seek to mitigate the effects of unregulated lighting by providing physical light shielding, creating a computational algorithm to allow for the compensation of optical aberrations will allow for making measurements in more realistic operating conditions.

A D-shaped plastic optical fiber (POF)-based sensing platform is used in conjunction with a smartphone camera. For biosensing, D-shaped fibers are an optimal technology because their cladding is partially removed and therefore provides increased interaction with the environment surrounding the optical field. This characteristic improves the overall sensitivity of the sensor by enhancing the detection of changes occurring outside its perimeter.

Plastic optical fibers (POFs) offer many advantages: a low cost for production, high mechanical flexibility, biocompatibility, ease of fabrication, and being sufficiently portable to be either handheld or carry in front of the user's body. Recent literature reviews cite that they have demonstrated the capability to detect proteins, nucleic acids, cancer biomarkers, and other biomolecules in a compact system in a clinical setting [1],[2].

Five sensor geometries of D-shaped fibers (D6, D9, D11, D13, and D14) were tested under three lighting conditions; direct sunlight, diffuse indoor light, and mixed daylight. The testing condition utilized random daylight as the primary source of lighting rather than using a controlled light source. Random daylight represented the most challenging and clinically relevant test condition because random daylight has continuous intensity, spectral composition, and location fluctuations due to changing weather, cloud movement, building shadows, and solar position changes over time. A significant amount of optical noise and baseline drift will occur due to these variations and they will mask biologically relevant signals.

The validation of raw RGB intensity levels from photos taken with a smartphone revealed extreme susceptibility to various environmental conditions. An image processing system was developed specifically for this limitation. With this developed algorithm, both a region of active sensing and a reference background can be isolated within one image and allow for dynamic or real-time normalization when environmental illumination conditions fluctuate. The signal intensities have been corrected with a logarithmic transformation based on the Beer-Lambert law to account for variations in light intensity of the incident light. The method applied to the raw image data converts very unstable

data into more stable optical measurements without removing features from signals produced from the fiber optic sensing system.

Results from the experimental evaluation of signal stabilization indicated that significant improvement in the level of stability while experiencing different levels of daylight environmental fluctuation existed between pre and post-normalization. The normalization framework presented the ability to minimize signal noise in the analyzed samples by 80.14% and also demonstrated a decrease in temporal baseline drift of 98.70%. Therefore, the computationally based methods of stabilizing biosensing instruments on a smartphone can take the place of most hardware intensive means of stabilizing instruments that have become traditional within this population.

Prior to stabilizing the optical measurements, the goal of this study was to establish a practical framework for future detection of label-free biomarkers such as ALDH1 (Aldehyde Dehydrogenase 1), a potential marker for cancer stem cell activity and breast cancer progress in various types of tumors. Current efforts include establishing calibration curves, optimizing sensor resolution and creating repeatability data in daylight conditions. Next stage development of the project will include developing antibody coated D-shaped fibers using surface functionalization methods to produce target specific antibodies to promote specific attachment followed by validation in accordance with using ALDH1 serum samples.

The results demonstrate the feasibility of acquiring reliable optical measurements in normal (ambient) daylight, the key impediment to the translation of smartphone-based biosensors from a research facility to a "real world" healthcare application. Advances in low-cost fiber optics, smartphone imaging and technical correction of optical signals present a viable avenue toward the development of user-friendly portable diagnostic systems capable of use in clinical settings, field locations, and economically deprived areas without the need for bulky specialized laboratory equipment or optical housing.

References

[1] A. P. Azodo, T. C. Mezue et al, *Engineering Proceedings* **106**, 10 (2025)
[2] A. Bekmurzayeva, M. Nurlankyzy et al, *Biomedical Optics Express* **15**, 1453-1473 (2024)

Image Processing and Machine Learning Approaches for Biological Detection Under Non-Uniform Lighting Conditions

A. Almukhanova[1,2], **D. Tosi**[1,2,*]

[1]*School of Engineering and Digital Sciences, Nazarbayev University, Astana, Kazakhstan*
[2]*Biosensors and Bioinstrumentation Laboratory, National Laboratory Astana, Astana, Kazakhstan*
[*]*E-mail: daniele.tosi@nu.edu.kz*

DOI:10.31868/RFL2026.187-188

Smartphone-integrated optical-fiber biosensors offer a portable and cost-effective alternative to conventional laboratory instrumentation. But the ambient lighting, camera exposure, background light and positioning of the sensor influence the measurements in smartphones. All these can cause variations that are unrelated to the biological sensing response and decrease the reproducibility of measurements. With image normalization, automatic region detection and machine-learning based analysis, the reliability of image-based optical biosensors can be enhanced in non-standard measurement conditions [1–3].

This study compared image-derived features from five geometries of plastic optical-fibers (D6, D9, D11, D13 and D14) in a D-shaped configuration. The illumination conditions were such that images were captured using the ambient daylight, direct sunlight, pink light, and the smartphone flashlight. The full data set consisted of 5,400 time resolved images, 270 images of time resolved images for each combination of fiber geometry and illumination condition.

The regions of interest (ROIs) were identified for each image as the area of active fibers. Changes in illumination were obtained from a neighboring area in the same frame as a local reference. Intensities of red, green and blue were obtained for both regions. The raw color intensities, sensor-to-reference intensity ratios, normalized color coordinates, and absorbance-related values calculated from a logarithmic transform of the intensities were then tested. The frames were temporally smoothed for the purpose of reducing the rapid change from one frame to the next.

Standard deviation, coefficient of variation, temporal drift, signal range and frame-to-frame variation were used to evaluate feature stability. These parameters were used together to get a ranking on how consistent the corrected image features are from these illumination conditions and fiber geometries. The average coefficient of variation for smartphone flashlight illumination was 0.0042, for daylight illumination 0.0158, for pink light illumination 0.0289, and for direct sunlight 0.0737. Hence, the least variable corrected features were achieved with the smartphone flashlight and the most with direct sunlight. The D14 fiber geometry had the lowest mean CV (0.0168), while the D9 fiber geometry had the highest mean CV (0.0397).

The results show that raw values of red, green and blue intensities are significantly influenced by the measurement environment and cannot be directly applied in predictive models. Reference normalized, chromaticity based and absorbance related parameters are more stable representation of optical signal. The suggested workflow can thus be adopted as a pre-processing and feature selection step prior to the development of machine-learning model. After the acquisition of labeled biological information, the selected features can be used for classification models for discrimination of biological conditions and for regression models for the estimation of the concentration of the analytes.

Protein, antibody, disease associated biomarker and pathogen detection from biological samples are potential applications.

References

[1] M. Mousavizadegan, F. Shalileh et al, *Trends Anal. Chem*. **177**, 117794 (2024)
[2] S. Jin, L. Bai et al, *Photonics* **8**, 576 (2021)
[3] T. Karademir, G. Kaleli-Can et al, *Biosensors* **15,** 507 (2025)

Секция 5
«Лазерная оптика и компоненты: световоды, волоконные и гибридные элементы резонатора, интерферометры, дифракционная и интегральная оптика»

Исследование волоконных элементов и лазеров при криогенных температурах до 4 К

Б.Н. Нюшков*, И.Л. Новиков, Н.Н. Головин, К.Н. Савинов, В.С. Болдырев, А.К. Дмитриев, И.И. Корель, А.Г. Вострецов

Новосибирский государственный технический университет

** E-mail: nyushkov@corp.nstu.ru*

DOI:10.31868/RFL2026.190-191

Исследования элементов и устройств фотоники в криогенных условиях востребованы для развития фундаментальной фотоники и технологий в метрологии, квантовых вычислениях, космическом приборостроении. Возможности базовых элементов и устройств фотоники при ультранизких температурах (<10 К) все еще недостаточно изучены. В таких условиях исследовались лишь отдельные элементы, в частности, фотодиоды, волокна и решетки показателя преломления [1-3].

В этой работе мы впервые экспериментально демонстрируем возможность и особенности функционирования волоконного эрбиевого лазера, все элементы которого (кроме источника накачки) охлаждены до температуры 4 К. Показано значительное увеличение дифференциального КПД лазера в криогенных условиях. Также исследованы изменения длины волны генерации и межмодовой частоты лазера в диапазоне температур 4 К ÷ 300 К. Термоциклический характер исследований подтвердил воспроизводимость характеристик и функциональную надежность лазера при таких температурах. Дополнительно исследованы возможности использования ряда пассивных волоконных элементов в криогенных условиях.

Экспериментальная установка показана на Рис. 1(а): лазер размещен в коммерческом двухступенчатом сорбционном рефрижераторе с раздельными контурами He-4 и He-3 (модуль He-7, Entropy GmbH), оснащенном вакуумными оптоволоконными вводами (ВОВ) и вакуумными коаксиальными вводами (ВКВ). Резонатор лазера состоит из 2 высокоотражающих (R>90%) волоконных брэгговских решеток (ВБР) и высоколегированного (поглощение 50 дБ/м для λ=1532 нм) эрбиевого волокна (ЭВ) длиной 1 м. При стандартных условиях длина волны отражения ВБР равна 1549,8 нм. Лазер прикреплён к медному держателю на охлаждаемой до 4 К платформе. Накачка производится внешним лазерным диодом (ЛД) на длине волны 980 нм. Ввод накачки и вывод генерации из рефрижератора реализован через общий ВОВ и внешний спектральный демультиплексор (СДМ). Свободный вывод одной из ВБР подключен к фотодиоду (ФД) в рефрижераторе.

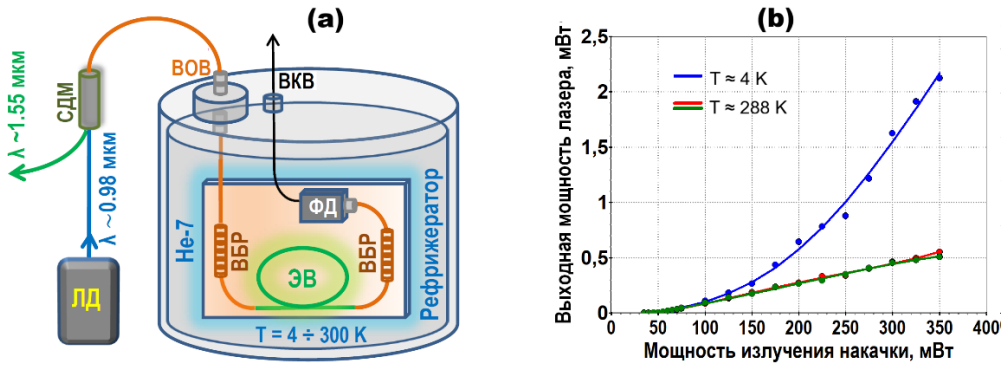


Рис. 1. Схема экспериментальной установки (а) и мощностные характеристики (б) криогенного волоконного лазера, измеренные при температурах T ≈ 298 К и T ≈ 4 К.

Результаты измерений мощностных характеристик непрерывной генерации в исходном (при температуре ~298 К) и охлажденном (до ~4 К) состояниях, а также после отогрева до исходной температуры показаны на Рис. 1(б). Результаты демонстрируют заметное увеличение дифференциального КПД в криогенных условиях даже при умеренных мощностях накачки (<150 мВт), не приводящих к заметному локальному нагреву лазера. Улучшение КПД и стабильности непрерывной генерации при охлаждении связаны с ослаблением паразитного депопуляции верхнего лазерного уровня через взаимодействие с фононами [4]. При отогреве лазера его мощностные характеристики вернулись к исходным значениям.

Результаты измерения температурного изменения длины волны генерации и межмодовой частоты лазера представлены на Рис. 2. При умеренной мощности непрерывной накачки (<150 мВт) изменение длины волны генерации совпадало (с точностью не хуже разрешения спектрометра) с ранее измеренной температурной перестройкой ВБР при их использовании с внешним маломощным источником усиленного спонтанного излучения. Длина волны генерации при охлаждении от 298 К до 4 К перестраивалась от 1549,8 нм до 1545,2 нм (Рис. 2(а)). Межмодовая частота (определяемая оптической длиной резонатора на длине волны генерации) при этом увеличилась с 26,3 МГц до 26,4 МГц (Рис. 2(б)). При последующем отогреве лазера эти параметры вернулись к исходным значениям.

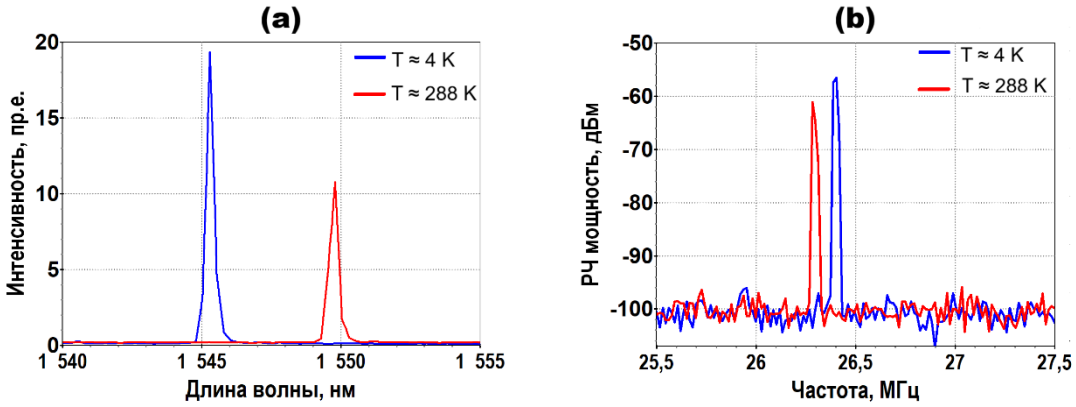


Рис. 2. Оптические (а) и радиочастотные (б) спектры лазерного излучения, измеренные с разрешением 0,06 нм и 3 КГц, соответственно, при температурах лазера T ≈ 298 К и T ≈ 4 К.

Таким образом, апробирована уникальная экспериментальная установка для исследования возможностей и особенностей функционирования волоконных элементов и лазеров в криогенных условиях. Впервые исследованы характеристики генерации волоконного эрбиевого лазера, все элементы которого (кроме источника накачки) были охлаждены до 4 К. Подтверждена воспроизводимость характеристик и функциональная надежность лазера в термоциклических испытаниях в диапазоне температур 4 К ÷ 300 К. Кроме того, показана ограниченная применимость сплавных симметричных волоконных разветвителей в криогенных условиях, позволяющая использовать их при охлаждении до примерно 50 К.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (проект FSUN-2026-0007).

Литература

[1] R. Martins, P. Caldas et al, *J. Lightwave Technology* **33**, 2511-2517 (2015)
[2] L. Marcon, L.; A.Chiuchiolo et al, *Sensors* **22**, 4009 (2022)
[3] C. Moseley, S. Bolton et al, *Opt. Continuum* **2**, 2215-2224 (2023)
[4] A.M. Smirnov, A.P. Bazakutsa et al, *ACS Photonics* **5**, 5038-5046 (2018)

Применение методов обучения с подкреплением для стабилизации генерации РОС-лазера с внешним волоконным резонатором в режиме самозахвата частоты

А.С. Гемузов[1], П.А. Итрин[2], И.С. Паняев[2], Д.А. Коробко[2], А.А. Редюк[1], А.А. Фотиади[2], М.П. Федорук[1], А.Е. Беднякова[1,*]

[1] *Новосибирский государственный университет*
[2] *Ульяновский государственный университет*

[*] *E-mail: a.bedniakova7@g.nsu.ru*

DOI:10.31868/RFL2026.192-193

Источники узкополосного лазерного излучения широко востребованы в таких областях, как когерентная оптическая связь, высокоточная метрология и генерация микроволновых сигналов. Одним из наиболее доступных методов их создания является использование эффекта резонансного самозахвата частоты в полупроводниковом лазере за счёт обратной связи от внешнего кольцевого волоконного резонатора с высокой добротностью ($Q \sim 10^9$): в режиме самозахвата длина волны излучения жёстко привязана к спектру пропускания резонатора, что уменьшает ширину спектральной линии на 3–5 порядков по сравнению с режимом свободной генерации [1]. Известным ограничением метода является чувствительность к внешним воздействиям: температурные флуктуации и механические вибрации приводят к скачкообразным изменениям длины волны генерации. Для удержания режима захвата применяется активная петля обратной связи, в которой фотодетектор регистрирует мощность на выходе резонатора и формирует сигнал ошибки, а термооптический фазовращатель подстраивает оптическую фазу в цепи обратной связи.

В стандартной реализации в роли контроллера выступает пропорционально-интегрально-дифференциальный (ПИД) регулятор. При приближении управляющего сигнала к границе рабочего диапазона фазовращатель необходимо сбросить к середине интервала; такие сбросы вносят резкие фазовые разрывы в петлю обратной связи и могут вывести лазер из режима самозахвата, а одноканальная структура ПИД-регулятора не позволяет учитывать положение фазовращателя в рабочем диапазоне. Это мотивирует применение методов машинного обучения, в последние годы всё шире используемых в задачах фотоники [2].

В настоящей работе ПИД-регулятор полностью заменяется нейросетевым агентом на основе алгоритма Soft Actor-Critic (SAC), обучаемым напрямую управлять термооптическим фазовращателем. В лучшей конфигурации нейросетевой контроллер превзошёл ПИД-регулятор по метрикам стабилизации: средняя абсолютная ошибка снизилась с 3,1 до 2,5, среднеквадратическая - с 4,0 до 3,2. Эволюция сигналов фотодетектора и фазовращателя в процессе обучения агента приведена на Рис. 1. Жёлтые закрашенные области на Рис. 1 соответствуют временным интервалам, в которых обучение временно приостанавливается, и агент работает в оценочном режиме. В эти периоды стохастичность отключается, а действие вычисляется детерминировано.

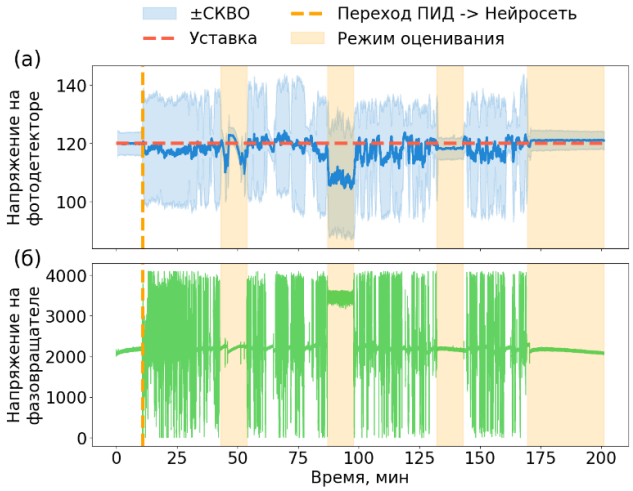


Рис. 1. Сигналы фотодетектора (а) и фазовращателя (б) как функции времени. Синяя кривая представляет скользящее среднее сигнала фотодетектора (размер окна 5000), а светло-голубая заливка соответствует стандартному отклонению.

Отдельно проведён эксперимент без участия ПИД-регулятора, в котором нейросетевой агент управлял установкой с самого начала (Рис. 2); даже в этом случае контроллер самостоятельно выводит сигнал фотодетектора на заданный уровень и устойчиво удерживает его, демонстрируя возможность автономной работы нейронной сети. Агент демонстрирует поведение, близкое к поведению ПИД-регулятора, при этом учитывает конечный диапазон работы термооптического фазовращателя, избегая резких сбросов управляющего напряжения.

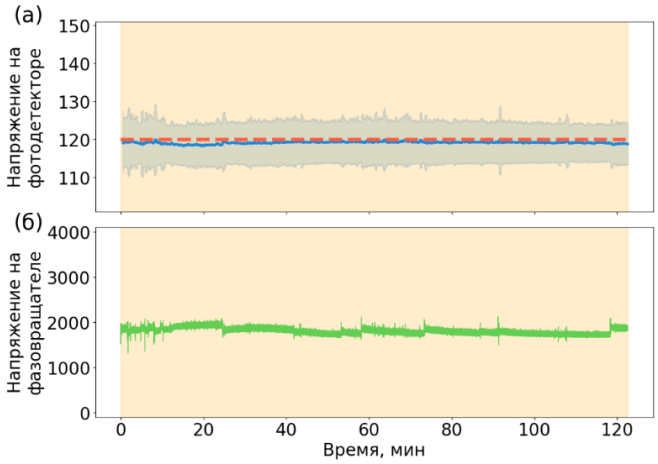


Рис. 2. Сигналы фотодетектора (а) и фазовращателя (б) как функции времени.

Таким образом, в ходе данной работы был разработан нейросетевой контроллер на основе алгоритма SAC, обеспечивающий более точное и устойчивое удержание режима самозахвата по сравнению с ПИД-регулятором. Полученные результаты демонстрируют перспективность методов обучения с подкреплением для решения задач управления в реальном времени.

Исследование выполнено за счёт гранта Российского Научного Фонда № 25-61-00010 (https://rscf.ru/project/25-61-00010/).

Литература

[1] I.S. Panyaev, P.A. Itrin et al, J. Lightwave Technol **42**, 2928-2937 (2024)
[2] A. Kokhanovskiy, E. Kuprikov et al, Nanophotonics **13**, 2891-2901 (2024)

Создание активных эрбиевых цилиндрических микрорезонаторов на поверхности оптических волокон

Н.А. Макарова*, **И.Д. Ватник**
Новосибирский государственный университет
* *E-mail: n.makarova@g.nsu.su*

DOI:10.31868/RFL2026.194-195

В последние годы цилиндрические микрорезонаторы мод шепчущей галереи на основе оптического волокна привлекают значительное внимание благодаря сочетанию высокой добротности (до 10^8), технологической простоты изготовления, механической прочности и совместимости с волоконными фотонными системами. Эти возможности делают их перспективной платформой для создания компактных лазеров, узкополосных источников света, сенсоров и других интегрируемых фотонных устройств. Несмотря на достигнутые успехи, создание активных цилиндрических микрорезонаторов по-прежнему связано с использованием дорогостоящих объемно-легированных стекол или специальных активных волокон. Поэтому актуальной задачей является разработка простого способа активации микрорезонаторов, изготовленных из стандартного кварцевого оптического волокна.

В недавней работе [1] было показано, что в микроцилиндре на основе теллурового стекла, легированного по всему объему ионами эрбия, может быть получена одномодовая, и многомодовая лазерная генерация при накачке легкодоступным лазерным диодом на 976 нм. В настоящей работе предлагается новый подход к созданию активных цилиндрических микрорезонаторов, основанный на поверхностном внесении ионов эрбия в стандартное кварцевое оптоволокно SMF-28. Такой подход позволяет отказаться от использования дорогостоящих объемно-легированных активных волокон и существенно упрощает технологию изготовления активных микрорезонаторов.

Мы демонстрируем миниатюрный лазер на основе цилиндрического микрорезонатора, изготовленного из стандартного оптического волокна. Лазерная генерация достигается за счет активации ионов эрбия, расположенных на поверхности оптоволокна. Ионы эрбия были получены из раствора хлорида эрбия. В раствор был погружен участок свободного от акрилатной оболочки оптоволокна, который далее проходил термообработку с помощью излучения от CO_2 лазера. Такая обработка позволяет получить активированный эрбием цилиндрический микрорезонатор с добротностью приблизительно 10^6.

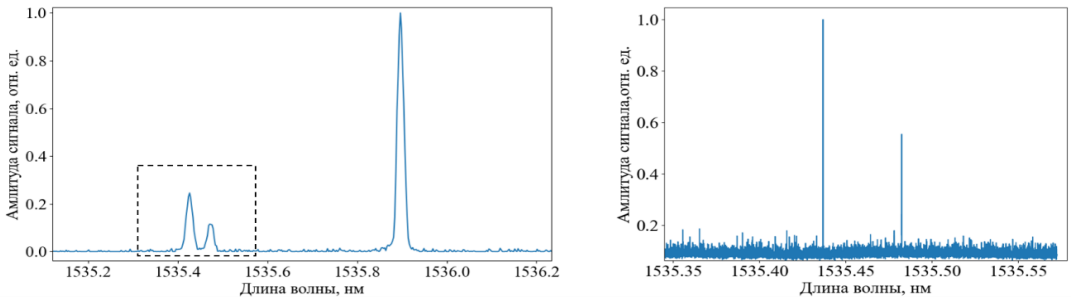


Рис. 1. Спектр лазерной генерации: а) Многочастотная лазерная генерация, б) лазерная генерация на аксиальных модах (область, выделенная пунктирной линией)

В созданных микрорезонаторах была получена лазерная генерация. Широкополосного излучения накачки с шириной спектра более 100 пкм и оптической мощностью всего в несколько десятков милливатт достаточно для достижения лазерной генерации. Генерация наблюдается вблизи 1530 нм, что соответствует полосе излучения эрбия. Мы демонстрируем как одночастотную, так и многочастотную генерацию с двумя пиками генерации, разделенными приблизительно 50 пм (рис.1). Последнее может указывать на генерацию на разных аксиальных модах, т.е. на модах с различным пространственным распределением вдоль оси цилиндрического резонатора.

Предлагаемый подход к изготовлению обеспечивает простой и потенциально недорогой способ создания активных микрорезонаторов мод шепчущей галереи. Такие активные микрорезонаторы могут открыть новые возможности в компактных микролазерах, узкополосных источниках света, оптических датчиках и фотонных устройствах с волоконной интеграцией.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда №25-12-20020, https://rscf.ru/project/25-12-20020/ и Правительства Новосибирской области.

Литература

[1] N.A. Makarova, I.D. Vatnik, *Optics Letters* **51**, 3209-3212 (2026)

Нелинейная компрессия ультракоротких импульсов в фотонно-интегральных SiN-схемах с секцией фазового согласования

А.С. Абрамов[1,*], **Д.А. Коробко**[1], **А. А. Фотиади**[1,2]

[1] *Ульяновский государственный университет*
[2] *Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе*
[*] *E-mail: aleksei__abramov@mail.ru*

DOI: 10.31868/RFL2026.196-197

Создание полностью монолитных источников фемтосекундных импульсов на базе фотонно-интегральных схем (ФИС) является одним из наиболее перспективных направлений современной интегральной фотоники [1]. Использование кольцевых микрорезонаторов из нитрида кремния позволяет генерировать стабильные диссипативные керровские солитоны. Однако их выходная пиковая мощность оказывается невысокой из-за слабой связи микрорезонатора с шиной вывода. Для преодоления этого ограничения и кратного повышения мощности получаемых солитонов перспективным видится использование волноводных тейперов с плавно меняющейся геометрией для реализации режима самоподобной (симиляритонной) компрессии [2]. Главным условием для выполнения сценария является требование точной настройки фазового портрета импульса на входе в нелинейный компрессор. В данной работе численно исследована архитектура ФИС, в которой между кольцевым микрорезонатором и тейпером интегрирована буферная стадия предварительного чирпирования для обеспечения фазового согласования.

Численное моделирование проводилось для интегральной платформы с высоким контрастом показателей преломления на основе нитрида кремния [3]. Динамика генерации солитонов в кольцевом микрорезонаторе при непрерывной накачке на длине волны 1.55 мкм моделировалась на основе уравнения Лугиато–Лефевра (LLE). Эволюция оптического поля в буферном волноводе и сужающемся тейпере исследовалась на основе обобщенного нелинейного уравнения Шредингера (GNLSE). В модели строго учитывались дисперсия высших порядков, рамановский отклик среды и волноводные потери при распространении излучения [4].

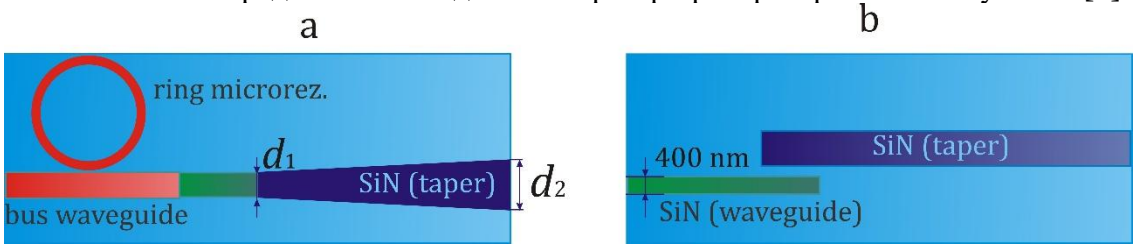


Рис.1. Фотонная интегральная схема самоподобной компрессии на основе компонентов из нитрида кремния. a – горизонтальная проекция, b – профильная проекция.

В режиме «жесткого» возбуждения при динамическом сканировании частоты лазера накачки в микрорезонаторе формируются стабильные солитоннные состояния с длительностью τ_0 ~100 фс. При их прямом вводе в тейпер и запуске стандартного адиабатического режима компрессии выходные пиковые мощности являются ограниченными ввиду отсутствия начальной частотной модуляции. Для реализации предельного сжатия в схему была введена секция фазового согласования (стадия «pre-chirping»), представляющая собой SiN-волновод постоянного сечения с аномальной дисперсией групповых скоростей (Рис. 1). Проходя через данный

сегмент схемы, импульс за счет фазовой самомодуляции приобретает необходимый линейный положительный чирп. Это подготавливает солитон к инжекции в тейпер, дисперсионный ландшафт которого прецизионно управляется за счет изменения геометрических размеров – сверхплавного увеличения поперечного размера с d_1 до d_2. Критерий сужения в несколько сотен нанометров на миллиметр гарантирует строгую пространственную адиабатичность с малыми потерями на рассеяние и обеспечивает компактную длину компрессора, идеальную для размещения на чипе.

Благодаря предварительной фазовой подготовке, в тейпере успешно реализуется режим самоподобной компрессии. Огибающая импульса испытывает экспоненциальное сжатие с сохранением высокой чистоты временного профиля, минимизируя паразитные осцилляции и пьедестал. В результате выходная пиковая мощность импульса возрастает более чем на порядок, что вдвое эффективнее стандартного адиабатического метода.

Работа выполнена в рамках проекта Российского Научного Фонда (№ 23-79-30017) и гос. задания (FEUF-2026-0005).

Литература

[1] M. Fermann, I. Hartl, *Nature Photonics*, **7**, 868-875 (2013)
[2] M. Fermann, V. Kruglov, B. Thomsen et al, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 6010-6013 (2000)
[3] D. J. Moss, R. Morandotti et al, *Nat. Photon.* **7**, 597-607 (2013)
[4] J. M. Dudley, J. R. Taylor, *Cambridge University Press*, 52-31 (2010)

Исследование оптических логических вентилей на основе волноводных структур из нитрида кремния

Д.В. Горелов[1,*], С.С. Генералов[1], В.В. Амеличев[1], В.В. Светухин[1], А.С. Кадочкин[1,2]

[1] *НПК «Технологический центр»*
2 Ульяновский государственный университет
[*] *E-mail: D.Gorelov@tcen.ru*

DOI:10.31868/RFL2026.198-199

Оптические логические вентили становятся основой следующего поколения устройств, применение которых позволит преодолеть ограничение скорости, полосы пропускания и энергопотребления традиционных электронных вычислительных средств [1, 2].

В данной работе представлены результаты выполнения операций булевой логики («НЕ», «И-НЕ», «ИЛИ», исключающее «ИЛИ», исключающее «ИЛИ-НЕ»), посредством оптических логических вентилей, реализованных на разветвителе многомодовой интерференции (ММИ), Y-образных сумматорах, а также двухкаскадных вентилях на телекоммуникационной длине волны 1550±5 нм. Дополнительно исследован логический элемент на Ψ-образном сумматоре, конфигурация которого включает вспомогательный порт смещения для повышения двоичного контраста выходного сигнала. Все представленные конструкции логических элементов изготовлены на волноводах из Si_3N_4 с применением кремниевой технологии.

На рис. 1 приведен пример изготовленного оптического логического вентиля на ММИ разветвителе, реализующий функции «ИЛИ» и «И-НЕ». В основе работы такого элемента лежит принцип конструктивной и деструктивной интерференции.

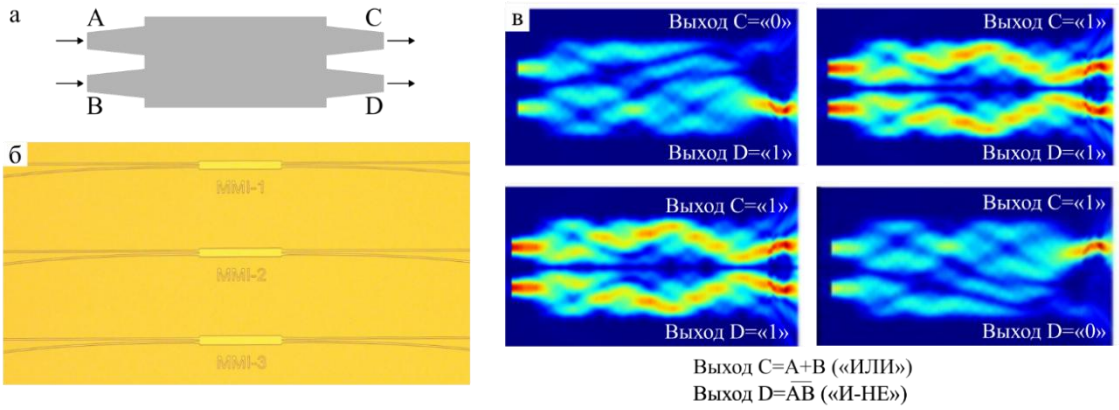


Рис.1 (а) Схема оптического логического вентиля на ММИ; (б) Снимок изготовленных ММИ на волноводах из Si_3N_4; (в) Распределение электромагнитных полей в ММИ, реализующий функции «ИЛИ» и «И-НЕ».

Значения логических состояний для вентиля на ММИ разветвителе, реализующего функций «ИЛИ» и «И-НЕ» показаны в таблице 1.

Таблица 1 – Таблица истинности для вентиля на ММИ разветвителе, реализующего функции «ИЛИ» и «И-НЕ»

Вход A	Вход B	Выход C=A+B («ИЛИ»)	Выход $D = \overline{AB}$ («И-НЕ»)
0	0 ($\pi/2$)	0	1
0	1 (π)	1	1
1 ($-\pi/2$)	0 ($\pi/2$)	1	1
1 ($-\pi/2$)	1 (π)	1	0

Вентиль на ММИ разветвителе позволяет одновременно выполнять две логические функции путем изменения фаз входных сигналов, разность которых составляет $\pi/2$, π или $3\pi/2$, с целью определения логического состояния «0» и «1» на выходных портах. Особенность конструкции такого логического вентиля заключается в отсутствии свободных выходных портов, что позволяет более эффективно использовать оптическую мощность.

Средние значения коэффициентов затухания интенсивности между логическими состояниями «1» и «0» для вентиля на ММИ структуре, полученные по результатам измерения выходных сигналов, достигали 20, 19 и 18 дБ для функций «НЕ», «ИЛИ»/»ИЛИ/НЕ» и «исключающее «ИЛИ»/«исключающее «ИЛИ-НЕ» при задержки сигнала на выходных портах равной 35 пс. Исследование логических элементов на Y-образном сумматоре для функций «НЕ», «ИЛИ» и «Исключающее ИЛИ», показало достижение значений контрастности на уровне 19, 18 и 17 дБ соответственно при среднем времени задержки распространения сигнала 34 пс. Контрастность между логическими состояниями «1» и «0» в каскадном вентиле на Y-образном сумматоре для функций «Исключающее ИЛИ» находилось в районе 16 дБ при времени задержки 36 пс.

Разработанные конструктивные варианты логических вентилей обеспечивали стабильную интенсивность выходного сигнала при различных входных логических состояниях. Измеренные расхождения интенсивности составляют ~10-15%, что обусловлено отклонением геометрических размеров элементов, вызванных технологическими процессами изготовления. В перспективе каскадное включение логических вентилей (состоящее из нескольких простых элементов) позволит реализовать сложные логические операции. Архитектура логических элементов открывает перспективный путь к созданию энергоэффективной и высокоскоростной фотонной логики для оптических вычислений, нейроморфной фотоники, а также для аппаратных систем с ускорением искусственного интеллекта (ИИ-ускорители) [3].

Более развёрнуто результаты исследований будут представлены на секционном докладе конференции. Работа выполнена в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации FNRM-2025-0012.

Литература

[1] C. Qiu et al, *Frontiers of Optoelectronics* **15**, art. 1. (2022)
[2] N. L. Kazanskiy et al, *Technologies* **13**, art. 314 (2025)
[3] G. Wang et al, *Advanced Materials* **38**, e08029 (2025)

Радиационные эффекты в гетероструктурах с квантовыми ямами на основе GaAs

В.С. Носовец[1,2*], **И.Д. Приходько**[1]

[1]*РФЯЦ-ВНИИТФ им. академ. Е.И. Забабахина», г. Снежинск, Россия*
[2] *УрФУ имени первого президента России Б.Н. Ельцина, г. Екатеринбург, Россия*
[3] *Челябинский государственный университет, г. Челябинск, Россия*
[*]*E-mail: dep5@vniitf.ru*

DOI:10.31868/RFL2026.200-201

В настоящее время в системах ответственного применения широко используются полупроводниковые устройства, выполненные из гетероструктур с квантовыми ямами на основе GaAs: СВЧ-транзисторы, ИК-фотоприемники, источники когерентного света. Развитие полупроводниковых устройств в целом связано с совершенствованием технологий изготовления структур с квантово-размерными элементами (квантовыми ямами, нитями, точками) [1]. На практике наиболее распространены источники когерентного света на основе GaAs, они находят свое применение в гироскопах для космических и воздушных аппаратов [2], в волоконно-оптических линиях связи. Также на данный момент одной из важнейших задач является развитие систем лазерных каналов связи между спутниками (между спутниками и Землей) [3].

Эксплуатация полупроводниковых устройств на борту космических и воздушных аппаратов сопряжена с воздействием радиации, приводящей к изменению их характеристик. Многочисленные исследования показывают, что структуры с квантовыми ямами в целом более устойчивы к воздействию радиации [4]. Однако в них наблюдаются радиационные эффекты [5], которые ранее не наблюдались в классических устройствах на основе гомоструктур (либо менее ярко выражены). Отметим, что на данный момент нет полного понимания специфики радиационных эффектов в полупроводниковых устройствах, содержащих квантово-размерные элементы.

В данном докладе представлен краткий обзор специфики радиационных эффектов в гетероструктурах с квантовыми ямами, выполненных на основе GaAs. В доклад вошли результаты работ, проводимых в РФЯЦ-ВНИИТФ и в других организациях. Продемонстрированы особенности влияния радиационных дефектов на светоизлучающие и фотогальванические свойства структур с квантовыми ямами. Рассмотрены различия в кинетике и условиях наблюдения отжига радиационных дефектов в гетероструктурах под воздействием температуры и электрического тока.

Для примера на рисунке 1 представлен один из таких эффектов – вспышка радиолюминесценции лазерного диода на основе AlGaAs. В ходе эксперимента в момент воздействия через образец пропускали постоянный ток плотностью ≈200 А/см^2 (пороговый ток ≈100 А/см^2). Видно, что интенсивность радиолюминесценции практически на порядок больше интенсивности электролюминесценции. Длина волны в максимуме интенсивности радиолюминесценции (795 нм) смещена на 13 нм в коротковолновую область по отношению к нормальным условиям эксплуатации лазерного диода (808 нм). Полная ширина на полувысоте линии радиолюминесценции составила примерно 8 нм, что указывает на вынужденный характер этого излучения.

Кроме того, после окончания воздействия наблюдается второй импульс света. При помощи численного моделирования было показано, что этот импульс

может быть вызван неравномерным профилем поглощенной дозы в полупроводниковом кристалле лазерного диода. Вблизи верхнего контактного слоя величина поглощенной дозы и, соответственно концентрации ионизованных носителей заряда, существенно выше. За счет это возникает диффузионный поток носителей заряда, направленный из контактной области к квантовой яме. В этом случае задержка во времени между первым и вторым импульсом света связана с прохождением носителей заряда от контактной области к квантовой яме через подложку толщиной порядка 100 мкм, на что, согласно результатам расчетов, требуется порядка 10 нс.

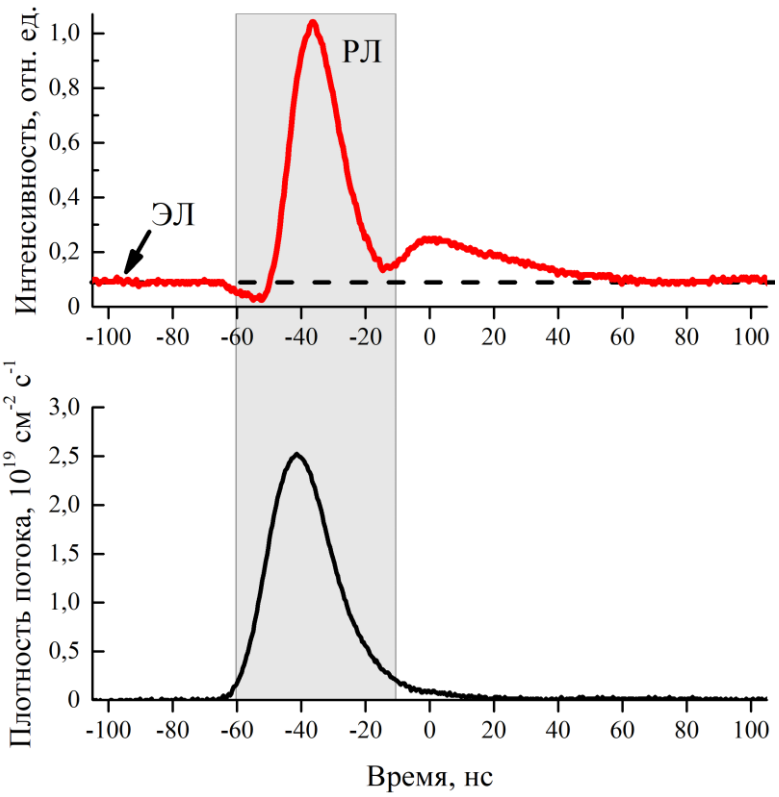


Рис. 1. а) осциллограмма сигнала радиолюминесценции (РЛ), индуцируемой пучком электронов. б) плотность потока электронов (средняя энергия 250 кэВ). Пунктиром отмечен сигнал электролюминесценции (ЭЛ) лазерного диода, вызванный протеканием постоянного электрического тока через образец.

Литература

[1] М.С. Бхуванесвари, Ш. Принс, *Гироскопия и навигация* **4**, 3-46 (2025)
[2] А. Понятов, *Наука и жизнь* **5**, 44-57 (2026)
[3] О. Рязанцев, *Авиация и космонавтика вчера, сегодня, завтра* **5**, 9 (2026)
[4] L.A. Yeboah, P.A. Oppong et al, *Int J Adv Nano Comput Anal* **3**, 1-42 (2024)
[5] A. Johnston, *IEEE Transactions on Nuclear Science* **50**, 689-703 (2003)
[6] И.Ю. Забавичев, А.А. Потехин и др, *Физика и техника полупроводников* **51**, 1520-1524 (2017)

Радиационно-стойкие инфракрасные световоды на основе галогенидсеребряных монокристаллов

А.А. Южакова, И.В. Южаков, С.Е. Барыкина, Е.Ю. Кабыкина, Л.В. Жукова*

Уральский федеральный университет

**E-mail: l.v.zhukova@urfu.ru*

DOI:10.31868/RFL2026.202-203

Разработка поликристаллических волокон – световодов на основе галогенидов серебра началась в прошлом столетии и была направлена на создание каналов доставки инфракрасного (ИК) излучения среднего диапазона. Наиболее известной группой соединений, обеспечивающей получение ИК световодов, прозрачных в диапазоне 2–20 мкм [1] с потерями до 0,45 дБ/км, являлись твердые растворы AgCl – AgBr [1]. Именно они нашли широкое применение в зондах для ИК-Фурье спектроскопии, лазерных технологиях, датчиках и оптических системах, в том числе температурного контроля [2]. Однако соединения данной системы фоточувствительны, не устойчивы к ионизирующим воздействиям, химически активны, что делает их недолговечными. Дополнительным барьером для применения в ряде оптических систем являются высокие оптические потери, что позволяет применять волокна длиной не более нескольких метров.

Возможность повышения функциональных характеристик волокон может быть обеспечена изменением химического состава, а именно заменой более легких галогенид-ионов на более тяжелый по молекулярной массе I^-. Ранние работы в направлении создания соединений на основе системы AgCl – AgBr – AgI и ИК световодов из них показали широкий диапазон спектрального пропускания последних и достижение потерь в волокнах до 0,05 дБ/м на длине волны 10,6 мкм [3]. К сожалению технология монокристаллов на основе AgCl – AgBr – AgI не позволяла стабильно получать однородные заготовки, поэтому работы в направлении создания световодов с низкими потерями и высокой фотостойкостью были приостановлены.

С 2020 года работы по введению I^- (AgI) в матрицу хлорида и бромида серебра были возобновлены, в результате чего была получена широкая номенклатура составов твердых растворов систем AgCl – AgI, AgBr – AgI, $AgCl_{0.25}Br_{0.75}$ – AgI, AgCl – $AgBr_{0.7}I_{0.3}$ [4]. Последние три системы позволили получить материалы, обладающие высокими фотостойкостью, устойчивостью к β-облучению дозами до 1000 кГр, прозрачные от 0,46 до 55,0 мкм, негигроскопичные, пластичные, что позволяет использовать их для производства ИК световодов.

Получение ИК световодов сопровождалось предварительным исследованием теплофизических и механических свойств монокристаллов и определением параметров экструзии волокон с учетом плотности, теплоемкости, теплопроводности, вязкости и модуля Юнга материалов. Модели учитывали законы ламинарного истечения, теплопереноса через цилиндрическую стенку и механики твердого тела. В результате расчета были получены скорость движения плунжера – скорость экструзии и температура заготовки, обеспечивающая достаточную пластичность. Эти параметры определяются в первую очередь химическим составом образца, во-вторую – структурой волокна. Рассчитанные параметры были использованы при экструзии серии ИК световодов: $AgBr_{0.92}I_{0.08}$, $AgCl_{0.89}Br_{0.08}I_{0.03}$, $AgCl_{0.23}Br_{0.69}I_{0.08}$, $AgCl_{0.58}Br_{0.29}I_{0.13}$ (без оптической оболочки); $AgBr_{0.97}I_{0.03}$ и $AgBr_{0.92}I_{0.08}$, $AgBr_{0.92}I_{0.08}$ и $AgBr_{0.87}I_{0.13}$, $AgCl_{0.85}Br_{0.11}I_{0.04}$ и $AgCl_{0.23}Br_{0.69}I_{0.08}$ (оболочка и сердцевина, соответственно). В результате были получены образцы внешним диаметром 1120 мкм (сердцевина 450–530 мкм, при ее наличии), длиной до 2 м. В процессе экструзии

образцы были помещены в защитную оболочку из фторопласта. В некоторых случаях был использован отжиг при температуре 120 °C в течение 2 часов.

Подтверждение структуры волокон выполнялось с использованием оптической микроскопии и сканирующей электронной микроскопии. Была достигнута однородная структура зерен размером 200–300 нм и гладкая граница сердцевины-оболочки.

Оптические свойства определялись с помощью ИК-Фурье спектрометра IR Prestige-21 (Shimadzu), CO_2–лазера Synrad мощностью 30 Вт и CCD-камеры Spiricon. Спектр пропускания и оптические потери регистрировались с использованием спектрометра, числовая апертура – лазерной установкой. Диапазон пропускания волокон охватил область от 2 до 27 мкм, оптические потери достигали 0,2 дБ/м в диапазоне длин волн 12–17 мкм. Числовая апертура для волокон без оболочки составляет 0,29, для световодов со структурой сердцевина-оболочка 0,21. Допустимые радиусы изгиба были исследованы спектроскопическим методом и составили 5 мм для образцов без оптической оболочки и 15 мм – для световодов со структурой «сердцевина-оболочка».

ИК световоды были исследованы на предмет изменения пропускания в результате β-облучения на установке УЭЛР-10-10С энергией электронов 7-10 МэВ. Спектры регистрировались после поглощения ионизирующего излучения суммарной энергией 200, 400, 600, 800, 1000 кГр. В результате была доказана высокая радиационная стойкость образцов, как показано на рисунке 1. При добавлении йодида серебра в поликристаллических образцах блокируется образование радиационно-наведенных дефектов, вследствие чего сохраняется высокое пропускание.

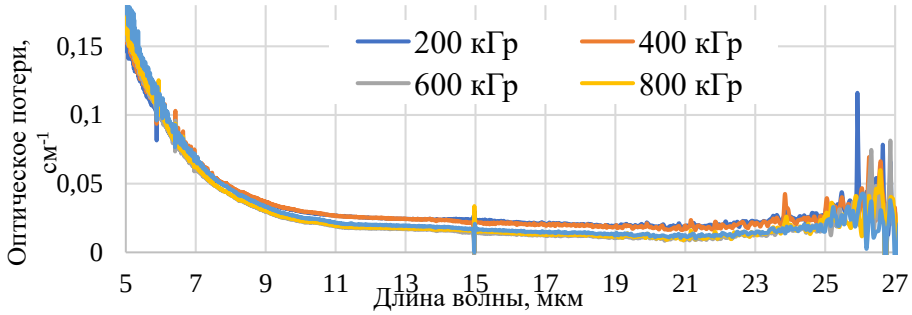


Рис. 1. Спектр оптических потерь в световоде без оптической оболочки из монокристалла состава $AgCl_{0.23}Br_{0.69}I_{0.08}$ в результате β-облучения

Полученные ИК световоды за счет устойчивости к ионизирующему излучению, пониженным оптическим потерям, малой числовой апертуры и широкому диапазону пропускания интересны для применения в лазерных технологиях и системах, в том числе в качестве каналов доставки оптического сигнала.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 25-72-10105, https://rscf.ru/project/25-72-10105/.

Литература

[1] L.Butvina, J.S. Sanghera et al, *CRC Press*, 209-246 (1998)
[2] S. Arusi, M. Platkov et al, *Sci. Report* **16**, 1-15 (2026)
[3] L.N. Butvina, E.M. Dianov et al, *Proc. SPIE* **3849,** 181-188 (1999)
[4] A. Lvov, A. Yuzhakova et al, *J. Phys. Chem. Solids* **208**, 113163 (2026)

Новые технологические возможности при прямой лазерной записи на пленках Si/Cr для синтеза дифракционных оптических элементов

Р.И. Куц*, Д.А. Белоусов, В.П. Корольков

Институт автоматики и электрометрии СО РАН

** E-mail: r.i.kuts@mail.ru*

DOI:10.31868/RFL2026.204

В настоящее время для создания дифракционных оптических элементов и фотошаблонов часто применяется метод лазерной запись по фоторезисту, нанесенному на тонкую пленку хрому [1]. В зависимости от типа фоторезиста на выходе возможно получить как позитивную, так и негативную топологию микроструктур. Однако метод с использованием фоторезистов имеет ограничение по пространственному разрешению и по точности формы микроструктур из-за краевых эффектов на границах зон при жидкостных этапах проявления фоторезиста и травления хрома. Помимо данной технологии широко используется прямая термохимическая запись на пленках хрома, которая обеспечивает более точную передачу топологии структур и высокое пространственное разрешение [2]. Кроме того, в предыдущих исследованиях [3] был апробирован метод термохимической лазерной записи в широком диапазоне линейных скоростей записи на двуслойных пленках Si/Cr. При этом, материал покровного слоя кремния выступал в роли дополнительного реагента в термохимической реакции под воздействием локального нагрева остро сфокусированным лазерным пучком. Вследствие реакции образовывались соединения оксида и силицида хрома, что позволило усилить термохимически сформированную маску в последующих этапах жидкостного проявления кремния и хрома.

В данной работе рассматривается метод негативной лазерной записи на пленках Si/Cr, аналогичных образцам из работы [3]. В рамках работы было обнаружено, что тонкий подбор мощности записывающего лазерного пучка позволяет достигнуть локального термоактивируемого фазового перехода верхнего покровного слоя кремния из аморфной фазы в поликристаллическое состояние. При селективном проявлении кремния в растворе KOH поликристаллические участки, которые были подвергнуты лазерному облучению, травятся быстрее чем необлученные области аморфного кремния [4], формируя негативную маску для последующего травления хрома. Таким образом, было показано, что регулируя мощность записывающего лазерного излучения возможно выбирать как позитивный термохимический режим записи, так и негативный режим, основанный на фазовом переходе кремния. Это открывает возможности для расширения спектра создаваемых дизайнов дифракционных структур и фотошаблонов.

Работа выполнена за счет средств субсидии на финансовую поддержку государственного задания ИАиЭ СО РАН (гос. регистрационный № 124041700107-9) с использованием оборудования ЦКП «Спектроскопия и оптика» ИАиЭ СО РАН.

Литература

[1] С.Д. Полетаев, А.И. Любимов, *Оптический журнал* **89**, 73-80 (2022)
[2] A.G. Poleshchuk, V.P. Korolkov, *Proc. SPIE* **6732**, 130-139 (2007)
[3] Д.А. Белоусов и др, *Оптический журнал* **92**, 38-49 (2025)
[4] V.Z. Gotchiyaev et al, *J.Non-Crystalline Solids* **137**, 1297-1300 (1991)

Секция 6
«Применения: сенсоры, связь, обработка и фотомодификация материалов»

Методы управления поляризационными свойствами фемтосекундных ВБР

А.П. Базакуца[1,*], **А.Б. Гомзин**[1,2], **О.В. Бутов**[1]

[1] *ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН*
[2] *Московский Физико-Технический институт*
[*] *E-mail: abazakutsa@gmail.com*

DOI:10.31868/RFL2026.206-207

По сравнению с обычными ВБР, изготовленными УФ облучением через фазовую маску, фемтосекундные волоконные брэгговские решётки (фс-ВБР) обладают уникальными свойствами. Они отличаются высокой температурной стойкостью, стабильностью параметров и могут изготавливаться практически с любыми необходимыми параметры и в любых оптических волокнах. На основе таких ВБР изготавливается большое количество различных волоконных устройств, таких как датчики физических величин, в том числе для экстремальных условий эксплуатации [1], резонаторы одночастотных волоконных лазеров [2], дисперсионные элементы [3] и множество других устройств. Наряду с массой достоинств, фемтосекундные ВБР обладают и рядом специфических свойств, среди которых поляризационная чувствительность, т.е. зависимость спектров пропускания от поляризации проходящего излучения. Эти особенности могут накладывать ограничения на применение фс-ВБР. В этой связи, исследование и управление поляризационными свойствами фемтосекундных волоконных брэгговских решёток является актуальной задачей.

Брэгговские решётки для наших экспериментов изготавливались с помощью излучения второй гармоники от импульсного иттербиевого лазера (532 нм) с длительностью импульса ~300 фс. Излучение лазера фокусировалось на сердцевине оптического волокна. Управление положением волокна осуществлялось с помощью нанопозиционеров Aerothech. В самом простом случае поточечной записи волокно перемещается вдоль своей оси относительно лазерного пучка, а период ВБР определяется скоростью движения и частотой следования лазерных импульсов. В более сложном случае перемещение точки фокуса вдоль волокна происходит по шагам, равным периоду решётки, а сканирование сердцевины волокна осуществляется в поперечном направлении, таким образом, что в сердцевине формируются поперечные штрихи. Такой метод записи называется CoreScan. Особняком стоит метод формирования скрученных ВБР, в котором запись идет, как и в первом методе, вдоль сердцевины, но само волокно при этом скручено относительно собственной оси [4]. Этот подход отличается технологической сложностью, но позволяет продемонстрировать выдающиеся результаты.

Для исследования поляризационной зависимости ВБР была собрана экспериментальная установка, показанная на рис. 1. Излучение суперлюминесцентного диода вводится в поляризатор, пигтелированный PM-волокном. PM волокно сводится с SM-волокном (SMF-28), в котором записана ВБР, при помощи сварочного аппарата Fujikura FSM-100P. Другой конец SM-волокна с решеткой подключен к анализатору оптического спектра. Сварочный аппарат вращает PM волокно относительно его оси на 360º, тем самым вращая линейную поляризацию вводимого в ВБР излучения. По ходу вращения записываются спектры прошедшего излучения (рис. 2а) и далее, по этим спектрам, определяется зависимость глубины (для удобства интерпретации, силы) решётки (Рис. 2б) и резонансной длины волны ВБР (Рис. 2 в) от угла поворота вектора поляризации проходящего излучения.

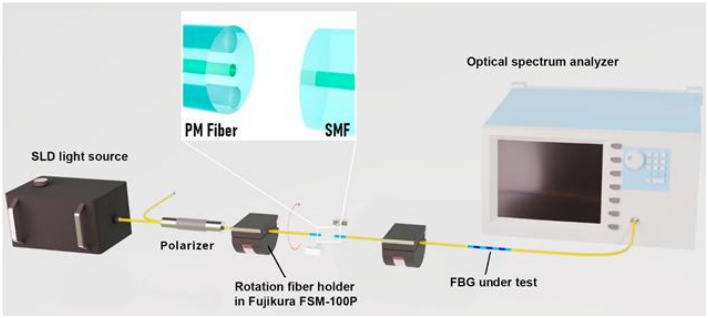


Рис. 1. Экспериментальная установка для исследования поляризационных свойств ВБР [4].

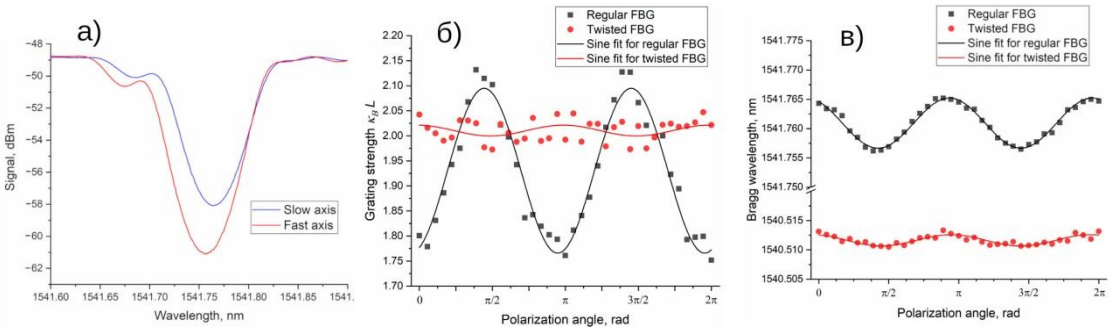


Рис. 2. Зависимость спектра пропускания ВБР (а), силы решётки (б) и резонансной длины волны (в) от угла поворота поляризации проходящего излучения [4].

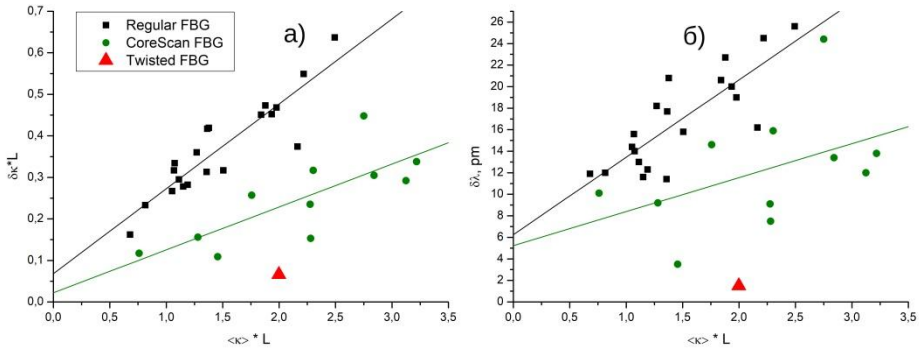


Рис. 3 Зависимость экстинкции силы решётки а) и экстинкции резонансной длины волны решётки б) от силы решётки.

Описанным методом были исследованы поляризационные зависимости для большого количества образцов ВБР, записанных стандартным методом и методом CoreScan. Основные результаты этих исследований показаны на Рис. 3. Было установлено, что экстинкция резонансной длины волны и силы решётки тем больше, чем больше средняя сила решётки практически во всех случаях. При этом ВБР, записанные методом CoreScan, показывают примерно вдвое меньшую экстинкцию при той же силе, чем стандартные. Особняком стоит скрученная решётка (красным цветом на рис. 3), демонстрирующая уникальные по сравнению со всеми остальными ВБР свойства.

Литература

[1] O.V. Butov et al, *Sensors* **19**, 4228 (2019)
[2] M.I. Skvortsov et al, *Laser Phys. Lett.* **15,** 035103 (2018)
[3] I. Ulyanov et al, *Res. Phys* **32**, 105101 (2022)
[4] O.V. Butov et al, *Sensors* **26**, 42 (2026)

Фемтосекундная лазерная запись с помощью структурированного света

Ж.Э. Мункуева[1,2,*], **П.А. Елизарова**[1,2], **Д.А. Раднатаров**[2], **А.В. Достовалов**[1,2], **С.А. Бабин**[1,2]

[1] *Институт автоматики и электрометрии СО РАН*
[2] *Новосибирский государственный университет*
[*] *E-mail: z.e.munkueva@gmail.com*

DOI:10.31868/RFL2026.208-209

Фемтосекундная лазерная запись в прозрачных материалах с использованием излучения ближнего ИК-диапазона является одним из наиболее перспективных методов изготовления фотонных устройств [1]. Метод обеспечивает локализованную модификацию показателя преломления, сохраняющую стабильность при температурах до 800 °C [2], что позволяет создавать различные фотонные элементы в нефоточувствительных материалах, включая волоконные брэгговские решетки в нефоточувствительных оптических волокнах [3]. Дополнительные возможности метода открывает формирование пространственного профиля лазерного пучка [4], позволяющее компенсировать оптические аберрации, управлять геометрией модификации показателя преломления и реализовывать сложные схемы фокусировки, что особенно актуально при записи внутри цилиндрических волоконных световодов.

В данной работе исследовано применение двух подходов к формированию структурированного лазерного излучения на основе пространственного модулятора света (англ. *SLM*) и фазовой преломляющей пластинки, что расширяет возможности фемтосекундной лазерной записи как внутри прозрачного материала, так и на его поверхности. Предложенные методы позволяют управлять как положением фокальной области, так и распределением интенсивности и фазой лазерного пучка, обеспечивая контроль геометрии индуцируемых модификаций показателя преломления.

С использованием SLM реализовано трехмерное сканирование фокальной точки внутри неподвижного оптического волокна за счет проецируемых на SLM фазовых масок, что позволило формировать структуры со сложной поперечной геометрией. В частности, продемонстрирована запись искусственных неоднородностей в виде кольцевой структуры длиной 2 мм внутри сердцевины многомодового градиентного волокна (Рис. 1a) с усиленным уровнем обратного рассеяния до 67 дБ/мм. Кроме того, с помощью SLM реализована запись массива искусственных рассеивателей длиной 1 мм методом поперечного сканирования сердцевины одномодового волокна SMF-28. Изготовленная структура обеспечивает высокий коэффициент отражения (~30 дБ), что эквивалентно ~10 км волокна SMF-28. Кроме того, с использованием разработанной фазовой пластинки [5] реализовано преобразование гауссова пучка в пучок типа top-hat с равномерным распределением интенсивности (Рис. 1b), что позволило сформировать на поверхности фазопеременного материала GST прямоугольную область модификации и подобрать оптимальные режимы записи.

Полученные результаты демонстрируют, что как программируемые (SLM), так и статические (фазовая пластинка) элементы для структурирования лазерного излучения являются эффективными инструментами управления процессом фемтосекундной лазерной записи как в объеме, так и на поверхности прозрачного материала. Предложенные подходы расширяют возможности создания структур

показателя преломления со сложной геометрией и заданной морфологией модификаций показателя преломления.

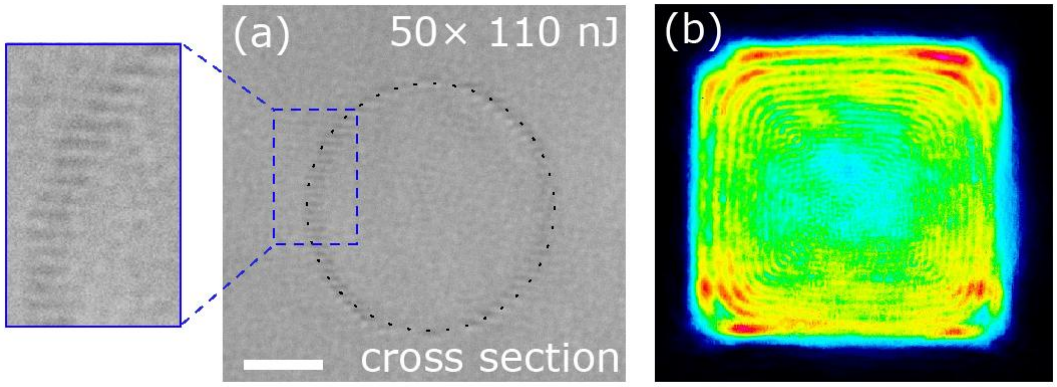


Рис. 1. Оптическое изображение кольцевой структуры в поперечном сечении оптического волокна (a). Профиль интенсивности лазерного пучка типа top-hat (b).

Работа была выполнена при поддержке РНФ (грант № 21-72-30024-П).

Литература

[1] R.R. Gattass, E. Mazur, *Nat. Photonics* **2**, 219-225 (2008)
[2] C.R. Liao, D.N. Wang, *Photonic Sens.* **3**, 97-101 (2013)
[3] A.V. Dostovalov et al., *Opt. Express* **24**, 16232-16237 (2016)
[4] J.H. Kim, H.W. Choi, *Photonics* **11**, 1140 (2024)
[5] D. Radnatarov, I. Gromov et al, *SPIE, Optical Design and Testing XV* **13716**, (2025)

Реконструкция свойств материала по разреженным измерениям ВБР с помощью физически-информированных нейронных сетей

А. Кохановский*, В. Симонов, Ж. Мункуева, А. Достовалов

Институт автоматики и электрометрии СО РАН, 630090, Новосибирск, Россия

E-mail: alexey.kokhanovskiy@gmail.com

DOI: 10.31868/RFL2026.210-211

Определение теплофизических свойств материала по измерениям температурного поля представляет собой классическую обратную задачу теплопереноса, надёжное решение которой важно для широкого круга инженерных и биомедицинских приложений. Традиционные подходы (метод наименьших квадратов, итерационная регуляризация) опираются на численное дифференцирование уравнения теплопроводности в дискретных точках измерения, что усиливает влияние шума, особенно при пространственно разреженных данных и вычислении вторых производных. Физически-информированная нейронная сеть (PINN) встраивает определяющее уравнение в функцию потерь как мягкое ограничение, а производные предсказанного поля вычисляются автоматическим дифференцированием без ошибки усечения; физика при этом играет роль регуляризатора, что существенно улучшает обусловленность обратной задачи даже при малом числе измерений [1, 2].

В настоящей работе теплопроводность образца полимера (Sylgard 184, полидиметилсилоксан) восстанавливается по разреженным показаниям массива волоконных брэгговских решёток (ВБР) и инфракрасной (ИК) камеры. ВБР представляет собой периодическую модуляцию показателя преломления в сердцевине одномодового волокна; сдвиг брэгговской длины волны пропорционален изменению температуры. Несколько решёток с различными брэгговскими длинами волн вдоль одного волокна образуют массив со спектральным уплотнением, опрашиваемый единым широкополосным источником, что даёт пространственно-разрешённый профиль температуры без электрических соединений внутри среды, при малой тепловой массе волокна (диаметр оболочки 125 мкм) и времени отклика 3–60 мс — существенно меньше характерных времён тепловой диффузии исследуемых сред.

Температурное поле подчиняется нестационарному уравнению теплопроводности с объёмным лазерным источником,

$$\rho c\, \partial T/\partial t = \nabla\cdot(k\nabla T) + Q(x, t), \qquad (1)$$

где ρ — плотность, c — удельная теплоёмкость, k — искомая теплопроводность. Источник Q моделирует непрерывный лазерный пучок ближнего ИК-диапазона (λ = 980 нм) с объёмным поглощением по закону Бугера–Ламберта: латеральный гауссов профиль (радиус 1 мм) и экспоненциальный спад по глубине (коэффициент поглощения 700 м$^{-1}$, глубина проникновения ≈ 1,43 мм). Расчётная область — образец 13,1 × 13,1 × 3,5 мм с теплоизолированными границами; ρ = 1030 кг/м^3, c = 1460 Дж/(кг·К). Искомая теплопроводность параметризуется через $k = \exp(\ell)$ с обучаемой переменной ℓ, что гарантирует её положительность.

Температурное поле представлено полносвязной нейронной сетью с пятью скрытыми слоями по 100 нейронов и активацией tanh (≈ $4\cdot10^4$ параметров). Входные координаты нормируются, а выходное преобразование с функцией softplus аналитически удовлетворяет начальному условию. Функция потерь — взвешенная сумма невязки уравнения в коллокационных точках и средеквадратичных

отклонений на опорных точках ВБР и ИК-камеры. Опорные данные получены конечно-разностным решателем (неявная схема переменных направлений на сетке 132 × 132 × 71). Массив включает 80 ВБР (50 на глубине 2 мм и 30 на глубине 3 мм) и ИК-камеру 11 × 11 пикселей на поверхности. Коллокационные точки концентрируются в области пучка (20 000 равномерных и 30 000 сфокусированных). Обучение проводилось в два этапа (Adam, затем L-BFGS) средствами DeepXDE на бэкенде PyTorch.

Прямое решение, полученное обученной сетью, согласуется с эталонным конечно-разностным расчётом со среднеквадратичной погрешностью ≈ 0,011 К, что подтверждает корректность модели и пригодность разреженного набора измерений для восстановления неизвестной теплопроводности. Предложенная схема естественно переносится на биоподобные среды и фантомы тканей и допускает расширение на совместное восстановление дополнительных теплофизических и оптических параметров по комбинированным данным волоконно-оптических датчиков и тепловидения [3, 4].

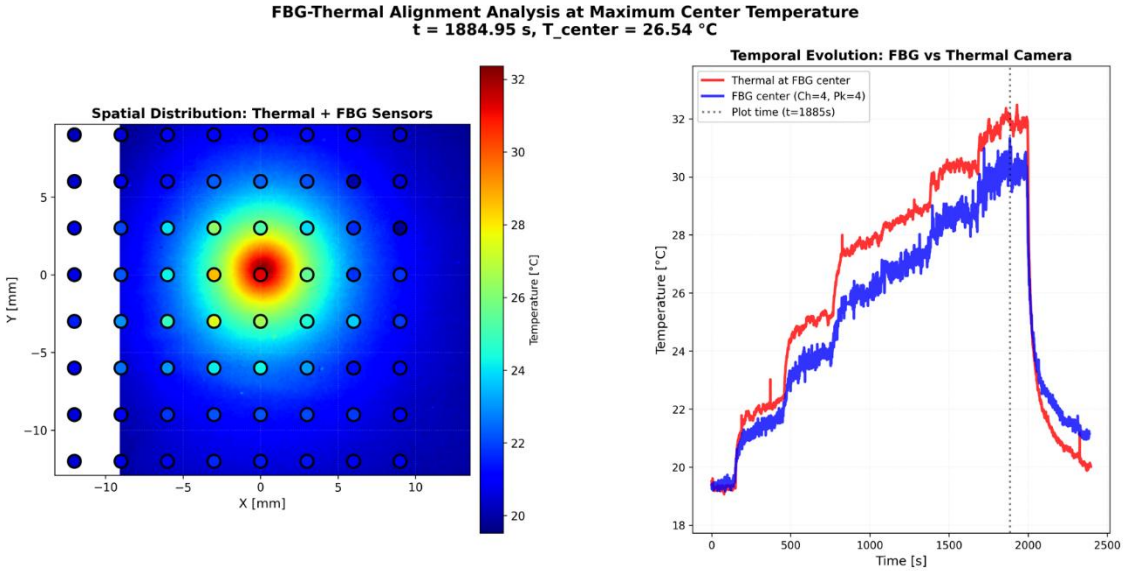


Рис. 1. Пространственное распределение температуры по данным ИК-камеры с наложенными положениями ВБР (слева) и временная эволюция температуры в центре пучка по показаниям ВБР и ИК-камеры (справа).

Благодарности: работа выполнена при поддержке РНФ 25-72-31018.

Литература

[1] M. Raissi, P. Perdikaris et al, *J. Comput. Phys.* **378**, 686–707 (2019)
[2] G.E. Karniadakis, I.G. Kevrekidis et al, *Nat. Rev. Phys.* **3**, 422–440 (2021)
[3] J. Jo, Y. Jeong et al, *Eng. Appl. Artif. Intell.* **137**, 109079 (2024)
[4] I. Perez-Raya, S.G. Kandlikar, *ASME J. Heat Mass Transfer* **145**, 031201 (2023)

Датчик температуры на основе внутриволоконных интерферометров и эффекта Вернье

О.Н. Егорова*, С.Г. Журавлев, В.В. Вельмискин, К.П. Карпов, М.В. Елисов, А.Д. Прямиков, В.М. Машинский, С.Л. Семенов

Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН
* E-mail: olga-egorova-sokol@mail.ru

DOI:10.31868/RFL2026.212-213

Внутриволоконные интерферометры позволяют проводить измерения различных физических величин [1]. Аналогично брэгговским решеткам интерферометрические датчики могут быть реализованы внутри оптического волокна, однако процесс их изготовления, как правило, намного проще и состоит в соединении и перетяжке различных оптических волокон. Кроме того, температурная чувствительность, достигаемая в интерферометрических датчиках, составляет около десятков пикометров на градус Цельсия [2]. Эта величина значительно превышает среднюю чувствительность брэгговских решеток, которая составляет около 12 пм/°С. Чувствительность волоконных интерферометров может быть еще больше увеличена с помощью эффекта Вернье [3]. Эффект Вернье может быть получен при сложении спектров двух интерферометров с немного отличающимися свободными спектральными диапазонами. При этом результирующий спектр представляет собой периодическую функцию, промодулированную огибающей. Когда измеряемый параметр, например температура, изменяется, чувствительность датчика с эффектом Вернье, определяемая по спектральному сдвигу огибающей суммарного спектра, значительно превышает спектральный сдвиг спектра отдельного интерферометра.

В настоящей работе предложен датчик температуры, основанный на эффекте Вернье, состоящий из двух внутриволоконных интерферометров Майкельсона. Каждый отдельный интерферометр изготовлен путем соединения с помощью процесса сварки подводящего одномодового волокна и отрезка специально разработанного чувствительного оптического волокна с внутренней оболочкой (Рисунок 1а). Сердцевина и внутренняя оболочка чувствительного волокна являются различными плечами интерферометра. При изменении температуры такого интерферометра происходит изменение разности набега фаз между плечами интерферометра за счет термооптического эффекта и сдвиг спектра отражения интерферометра.

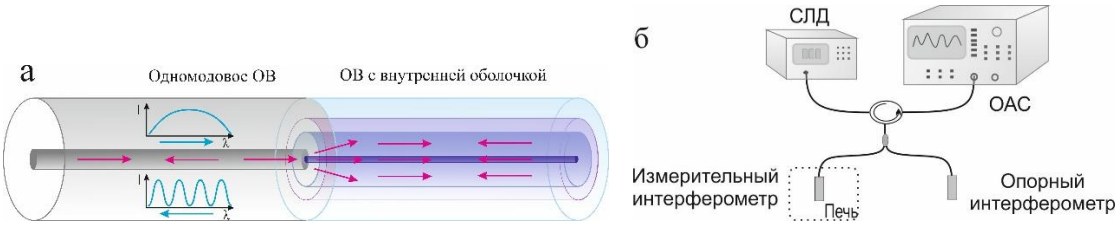


Рис. 1. а) Интерферометр Майкельсона на оптическом волокне с внутренней оболочкой. б) Схема датчика с эффектом Вернье.

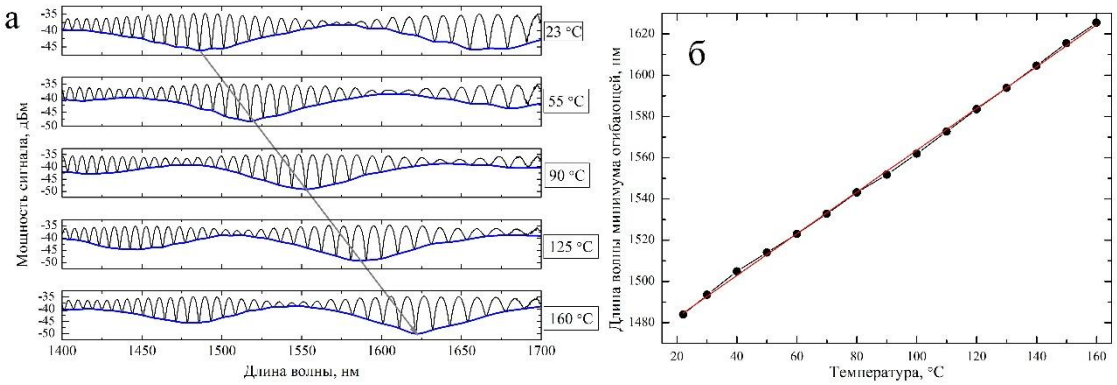


Рис. 2. а) Суммарный спектр при различных температурах и его огибающая. б) Зависимость длины волны минимума огибающей суммарного спектра от температуры и ее линейная аппроксимация.

Для получения эффекта Вернье два интерферометра с немного различными длинами были соединены параллельно с помощью волоконного ответвителя (Рис. 1б). Один из интерферометров, измерительный интерферометр, был помещён в печь для нагрева. На Рис. 2а показано изменение суммарного спектра двух интерферометров в зависимости от температуры нагрева измерительного интерферометра (черная кривая) и его огибающей (синяя кривая). Благодаря использованию специально разработанного волокна с внутренней оболочкой и с сердцевиной, легированной 75 мол % оксида германия, удалось получить суммарный спектр, имеющий большое число максимумов и минимумов, необходимых для точного построения огибающей. При этом огибающая спектра имела хорошо выраженные экстремумы и сохраняла периодичность при изменении температуры одного из интерферометров. Это позволило впервые создать датчик температуры с эффектом Вернье, основанный на полностью волоконных интерферометрах Майкельсона. Чувствительность датчика с эффектом Вернье, определенная по сдвигу огибающей суммарного спектра, составила 1.01 нм/ºС в диапазоне 23-160 ºС (Рис. 2б). Это превышает чувствительность отдельного интерферометра (54 пм/ºС) в 18.7 раз.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 25-29-01025, https://rscf.ru/project/25-29-01025/.

Литература

[1] T. Zhu, D. Wu et al, *Sensors* **12**, 10430-10449 (2012)
[2] T. Huang, X. Shao et al, *Opt. Comm.* **324**, 53-57 (2014)
[3] A.D. Gomes, H. Bartelt et al, *Laser & Photonics Reviews* **15**, 2000588 (2021)

Distributed Rayleigh Trace Simulation in PyOFSS for a Simplified OTDR Model

A.A. Antropov[1,*], **T.V. Zharnikov**[1], **D.I. Sabitov**[1], **M. Arsalan**[2], **A. Alaithan**[2]

[1] *Aramco Innovations LLC, Moscow, Russia*
[2] *Saudi Aramco, Dhahran, Saudi Arabia*

[*] *E-mail: Aleksandr.Antropov@aramcoinnovations.com*

DOI: 10.31868/RFL2026.214-215

Nowadays, usage of distributed acoustic sensing (DAS) and distributed temperature sensing (DTS) in oil and gas production is very common. Integrating fiber-optic DAS and DTS with micro seismic and downhole pressure data provides critical insight into the physical processes occurring in the near- and far-wellbore environment during hydraulic fracturing. Since around 2019, DAS has been widely applied to dynamic monitoring and interpretation of horizontal well fracturing, enabling quantitative estimation of fluid and sand production in individual stages and clusters. However, there is still a lack of in-depth understanding of how temperature, local inflow and stimulation parameters evolve under different production regimes and well architectures in horizontal wells [1]. In addition, works such as [2] demonstrate distributed fiber-optic sensing (DFOS)-based, machine-learning-assisted inflow profiling, where data-driven flow diagnostics are combined with model-based DAS/DTS interpretation. This confirms the growing importance of DFOS and highlights the practical need for physically consistent models of downhole processes that can be used both for prediction and for synthetic data generation.

To address this, we have started developing a model that explicitly accounts for the key physical processes inside the wellbore. As a first step, we modified the open-source optical fiber simulator PyOFSS. PyOFSS solves Schrödinger-type propagation equations for optical fields in fiber systems and supports attenuation, dispersion, and nonlinear effects. It has already been used in recent fiber-optic modeling studies, including a numerical investigation of a fiber optical parametric oscillator [3,4].

In the present work, we extend the standard one-way propagation scheme of PyOFSS, while the backward signal was calculated by introducing a reverse coordinate $z' = L - z$ and a modified linear operator for the backward field will be similar to original one:

$$\frac{\partial B}{\partial z'} = L_{\text{back}} B + N(B), \;\; L_{\text{back}} = -\frac{\alpha}{2} - 2\beta_1^{\text{phys}} \frac{\partial}{\partial t} + i \sum_{n \geq 2} \frac{\beta_n}{n!} \left(-i \frac{\partial}{\partial t}\right)^n .$$

The Rayleigh contribution of each segment was initially described by

$$A_{\text{scat}} = \sqrt{\alpha_R S_{\text{back}} \Delta z}.$$

To include external influence profiles without changing the main propagation solver, a local phenomenological modulation factor was introduced,

$$F(z) = 1 + k_T (T(z) - T_0) + k_P (P(z) - P_0),$$

so that the segment backscatter amplitude became

$$A_{\text{scat}}(z) = \sqrt{\alpha_R S_{\text{back}} \Delta z} * F(z).$$

In the tested implementation, the temperature profile is specified by a cubic law along the fiber length, while the pressure profile is defined by a simplified hydrostatic relation, taken in analytical form from the underlying modeling assumptions summarized in the working report. To suppress random speckle variations when comparing baseline and

perturbed scenarios, the same set of random phases is used for both traces within each realization. Gauge-length post-processing is then applied via moving-window averaging in the linear power domain.

The resulting model is intentionally compact and is aimed at fast generation of synthetic reflectograms for subsequent validation and comparison with experimental φ-OTDR / DAS data, rather than at full-scale coherent-receiver simulation. It thus provides a convenient intermediate step between purely analytical sensitivity estimates and full multiphysics wellbore simulations.

References

[1] Y. Qiao; Yang Zhang et. al, *GOTECH*, SPE 219108-MS (2024)
[2] C. Carpenter, *J Pet Technol* **74** , 73–75, SPE-0322-0073-JPT (2022)
[3] V. D. Efremov, D. S. Kharenko, *Kvantovaya Elektronika*, **52**, 979–983 (2022)
[4] V. D. Efremov, E.A. Evmenova et. al, *Applied optics*, (2022)

Измерение уровня жидкости при помощи межмодового волоконно-оптического интерферометра на основе SNS-структуры

Л.Д. Завалишина*, А.А. Маркварт, В.Д. Филонов, А. Громов, Л.Б. Лиокумович, Н.А. Ушаков

Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого

** E-mail: l.zavalishina9121@mail.ru*

DOI:10.31868/RFL2026.216-217

Контроль уровня жидкости является важной задачей, требующей высокой точности во многих областях промышленности. Используемые для этого датчики измеряют высоту жидкости в резервуарах, оценивают объемы растворов на производстве и др. Существует множество вариантов построения датчиков для этих целей. Классические электрические датчики уровня жидкости имеют ряд недостатков, связанных с влиянием электромагнитных помех, необходимости калибровки, неприспособленности к работе в экстремальных условиях. В связи с этим все чаще применяются волоконно-оптические датчики, позволяющие избавиться от перечисленных недостатков, а также обладающие следующими преимуществами: электровзрывобезопасность, гибкость, миниатюрность, устойчивость к коррозии, устойчивость к электромагнитных помехам, возможность работы в агрессивных средах. Среди волоконно-оптических датчиков уровня наиболее простым вариантом является структура, состоящая из двух подводящих одномодовых световодов и бессердцевинного волокна между ними, выступающего в роли чувствительной секции. Такая структура называется SNS (singlemode-no-core-singlemode). Принцип ее работы основан на интерференции мод, распространяющихся в бессердцевинном световоде и изменяющих свою фазовую задержку за счет взаимодействия со внешней средой. Для таких структур принято оценивать их спектральную характеристику (СХ), представляющую собой зависимость коэффициента прохождения от длины волны. СХ SNS-структуры имеет сложный осциллирующий характер, связанный с наличием множества гармонических компонент. Несмотря на большое количество работ, посвященных применению такого интерферометра для измерения уровня жидкости, они имеют ряд ограничений. В литературе изменение уровня жидкости во внешней среде оценивается по смещению экстремумов на СХ [1-2], из-за чего возникает ограничение на динамический диапазон измерений, связанное с сильным смещением длины волны экстремума за пределы спектрального окна при большой длине бессердцевинной секции. В данной работе для обработки СХ предлагается использовать быстрое преобразование Фурье (БПФ), позволяющее увеличить динамический диапазон и снять ограничения на длину чувствительной части. При этом изменение уровня жидкости предлагается отслеживать по начальной фазе максимумов Фурье-образа, соответствующих интерференционных компонентам. Для этого как раз необходимо выбрать длину чувствительной секции порядка метра, чтобы различить максимумы Фурье-образа и избежать их наложения друг на друга.

Для экспериментального исследования путем сварки оптических волокон была изготовлена SNS-структура с длиной чувствительной части 126 см. Затем интерферометр был помещен в алюминиевую трубу, которая с двух сторон была соединена со шлангами для подачи жидкости, в качестве которой использовалась дистиллированная вода. Опрос датчика осуществлялся при помощи интеррогатора

NI-PXIe-4844, сигнал с которого сначала поступал на поляризационный скрэмблер Novoptel EPS 1000, который проводил усреднение по всем состояниям поляризации для уменьшения влияния поляризационных ошибок на СХ. Во время эксперимента датчик был зафиксирован в вертикальном состоянии. Уровень воды последовательно повышался от 0 до 126 см с шагом 1 см при этом регистрировались СХ. После обработки результатов эксперимента были получены фазовые чувствительности к уровню воды различных максимумов Фурье-образа, которые удалось различить благодаря большой длине бессердцевинной секции. Как и ожидалось, более чувствительными оказались максимумы, соответствующие интерференции мод более высокого порядка. При этом все зависимости приращения фаз от уровня жидкости имели линейный характер. Чувствительность к уровню воды составила 0.25 рад/см – 1 рад/см в зависимости от выбранной интерференционной компоненты.

В дальнейшем использованные в работе методы и подходы могут быть применены для одновременного измерения показателя преломления внешней среды и уровня жидкости.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда по гранту № 23-72-10095-П.

Литература

[1] Y. Wen, L. Xia et al, *Asia Communications and Photonics Conference* **28**, 25-28 (2015)
[2] O. Fuentes, I. del Villar et al, *IEEE Sensors Journal* **17**, 5515-5522 (2017)

Экспериментальная передача трафика IEEE 802.3z/ae по кварцевому микроструктурированному оптическому волокну на расстояние 110 метров

А.В. Бурдин[1,2,3,4*], А.О. Нижгородов[5-7], Д.Д. Чижин[5], Е.С. Евтушенко[2], А.А. Беляев[1,3], С.С. Пашин[1], Е.В. Тер-Нерсесянц[1], К.В. Дукельский[1], Г.С. Полищук[1]

[1]*АО «НПО ГОИ им. С.И. Вавилова»*
[2]*Поволжский государственный университет телекоммуникаций и информатики*
[3]*Санкт-Петербургский государственный университет телекоммуникаций им. проф. М.А. Бонч-Бруевича*
[4]*ООО «ОптоФайбер Лаб»*
[5]*Московский технический университет связи и информатики*
[6]*Ташкентский университет информационных технологий им. Мухаммада аль-Хоразмий*
[7]*ООО «Центр научно-технических компетенций и взаимодействия»)*
[*] *E-mail: bourdine@yandex.ru*

DOI:10.31868/RFL2026.218-219

В работе представлены результаты пилотных экспериментов по организации каналов связи на штатном оборудовании гигабитных и мультигигабитных волоконно-оптических систем передачи (ВОСП) спецификаций действующих сетевых стандартов IEEE 802.3z и 802.3ae на макетной линии связи с ранее изготовленным двухстадийным методом “Stack-and-Draw” опытным образцом кварцевого микроструктурированного оптического волокна (МСОВ) протяженностью 110 м. Конфигурация тестируемого МСОВ является «классической» (Рис. 1), включает в себя 5 циклов воздушных отверстий (всего 116) диаметром 2.5±0.4 мкм, размещенных по типовой гексагональной схеме с шагом 7.15±0.5 мкм вокруг центральной световедущей области («сердцевины») с габаритами «диагоналей» гексагона 27.46±0.5 мкм x 23.36±0.5 мкм при внешнем «телекоммуникационном» диаметре 125±3 мкм.

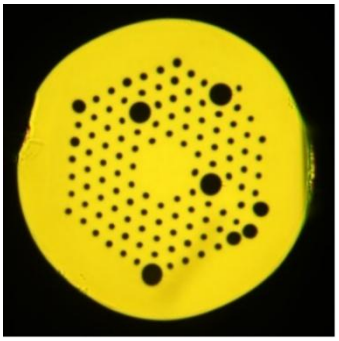


Рис. 1. Фотография торца образца МСОВ

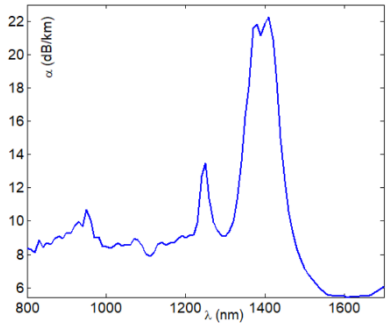


Рис. 2. Спектральная характеристика коэфф. затухания МСОВ

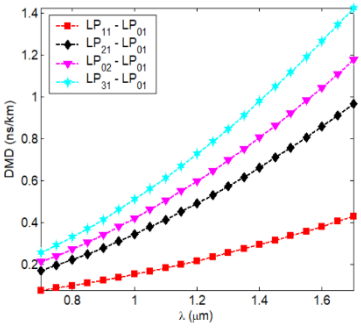


Рис. 3. Результаты теоретической оценки ДМЗ МСОВ

Рассматриваемый опытный образец МСОВ был изготовлен с соблюдением всего маршрута технологический карты из дешевых и доступных опорных элементов (трубки и стержни) из синтетического кварцевого стекла с высоким содержанием гидроксильных групп ОН (1000 ppm и более) и низкой однородностью по металлическим примесям (порядка 5 ppm) (аналоги КУ-01 ГОСТ 15130-86, Heraeus Suprasil Standard, Corning HPFS 7980 и др). При этом 9 отверстий указанного образца МСОВ на стадии перетяжки сборки в предволокно было деформировано – 4 из них «раздуло» до диаметра 12 мкм, 5 – до 5 мкм (Рис. 1). Измеренная

спектральная характеристика коэффициента затухания изготовленного опытного образца МСОВ приведена на Рис. 2: за исключением резонансных пиков на гидроксильных группа ОН в области длины волны 1380 нм, во всем исследуемом спектральном диапазоне 700…1700 нм потери не превышали 10 дБ/км, а в области 1500…1700 нм составили менее 8 дБ/км.

Макетная линия связи включала в себя катушку (диаметр 315 мм) с указанным МСОВ длиной 110, которая была оконцована пигтейлами LC с ММ ОВ 50/125 длиной примерно по 1 м каждый с помощью полевого сварочного аппарата Fujikura-36S по стандартной программе «MM AUTO».

Каналы передачи данных организовывались с применением штатных трансиверов ВОСП действующих спецификаций сетевых стандартов IEEE (форм-фактор–SFP-модуль). Качество канала связи оценивалось непосредственно путем измерения коэффициента ошибок (BER) с помощью сертифицированного анализатора Беркут-ETX (НТЦ Метротек, Россия) в течение не менее 2.5 часов для каждого теста. На основании проведенной серии пилотных испытаний были получены следующие результаты:

– трансиверы IEEE 802.3z (скорость 1 Гбит/с) 1000Base-ZX (λ=1550 нм, тип лазера – DFB) и IEEE 802.3ae (10 Гбит/с) 10GBase-LR (λ=1310 нм, DFB): впервые в РФ экспериментально подтверждена возможность организации каналов связи со скоростью передачи данных 1 Гбит/с на длине волны 1550 нм и 10 Гбит/с на длине волны 1310 нм на дистанцию 110 м по изготовленному МСОВ (BER=0);

– трансивер IEEE 802.3z 1000Base-SX (λ=850 нм, VCSEL): при механическом воздействии на отдельные участки витков катушки МСОВ наблюдается кратковременное установление канала связи (все 4 индикатора «Link» активны, BER=0), однако при последующем устранении механического воздействия регистрируются ошибки вплоть до полных отказов передачи трафика (пропадание индикации «Link»).

Представлены результаты проведенной серии теоретических исследований параметров передачи модового состава изготовленного опытного образца МСОВ, с учетом которых в докладе обсуждаются потенциальные причины возникновения указанных отказов канала связи спецификации 1000Base-SX. Последние предположительно связываются с потенциально совместным проявление таких факторов, как: искаженная морфология изготовленного опытного образца МСОВ (отличие структуры реальных изготовленных МСОВ от модельной идеальной конфигурации – неодинаковость размеров и некруглость воздушных отверстий, несимметричность и пр.), дефекты конфигурации и потенциальное нарушение геометрии вдоль длины МСОВ, маломодовый режим функционирования и, как следствие, потенциально увеличенная до неприемлемо высоких значений дифференциальная модовая задержка (ДМЗ, Рис. 3), в том числе, в области коротких длин волн, неоптимальная конфигурация МСОВ с учетом использования в сборке внешней опорной трубы с малой толщиной стенки и, как следствие, неприемлемо высокие радиационные потери (потери на вытекание) в области коротких длин волн и др.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского Научного Фонда (РНФ) (проект № 25-29-00881).

Авторы выражают благодарность коллективу ООО «Версия ИТ» за предоставление оборудования, а также помощь в организации и проведении эксперимента.

Компенсация нелинейных искажений в волоконно-оптических линиях связи на основе частотной декомпозиции широкополосного сигнала и машинного обучения

Е.И. Шевелев*, А.А. Редюк, О.С. Сидельников, В.Р. Данилко, М.П. Федорук

Новосибирский государственный университет

** E-mail: e.shevelev@g.nsu.ru*

DOI:10.31868/RFL2026.220-221

Цифровое обратное распространение (Digital backpropagation, DBP) является одним из наиболее эффективных методов компенсации линейных и нелинейных искажений в когерентных оптических системах связи [1]. Однако его практическое применение в широкополосных системах передачи ограничено высокой вычислительной сложностью, обусловленной большой памятью канала передачи и необходимостью мелкого пространственного шага дискретизации. В данной работе предложен метод поддиапазонного обучаемого цифрового обратного распространения (Subband-based learned DBP, SbL-DBP) для компенсации нелинейных искажений в широкополосных волоконно-оптических линиях связи.

В предлагаемом методе принятый сигнал декомпозируется на несколько поддиапазонов, что позволяет независимо компенсировать хроматическую дисперсию в частотной области, уменьшая эффективную память канала и вычислительную сложность алгоритма компенсации нелинейности [2]. Нелинейные внутри- и межподдиапазонные взаимодействия моделируются во временной области с использованием обучаемых multiple-input multiple-output (MIMO) фильтров. Параметры модели совместно оптимизируются с помощью методов машинного обучения на основе алгоритмов градиентного спуска. Использование обучаемых параметров позволяет улучшить компромисс между качеством компенсации и вычислительной сложностью по сравнению с традиционными реализациями DBP [3]. Для дальнейшего снижения сложности применяются методы разреживания, удаляющие незначимые коэффициенты без потери качества компенсации.

Структура предложенного метода компенсации нелинейности показана на Рис. 1. Она состоит из банка анализирующих фильтров (Analysis filter bank, AFB), модуля обработки SbL-DBP и банка синтезирующих фильтров (Synthesis filter bank, SFB). Широкополосный сигнал разделяется на N_{sb} поддиапазонов, в которых независимо компенсируется хроматическая дисперсия, а нелинейные внутри- и межподдиапазонные взаимодействия учитываются с помощью обучаемых MIMO-фильтров. После обработки выполняется восстановление исходного сигнала.

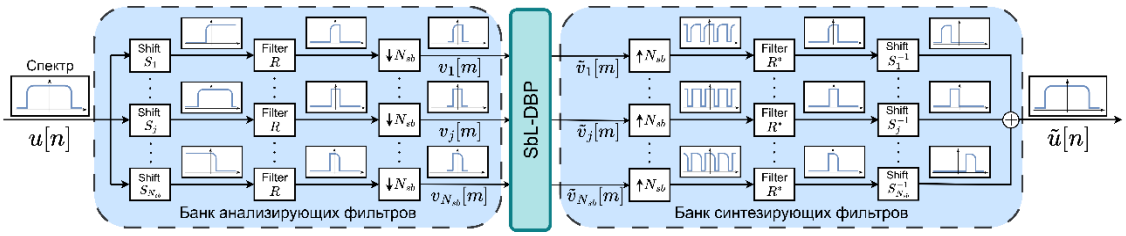


Рис. 1. Схема предлагаемого метода компенсации, состоящего из банка анализирующих фильтров, модуля обработки SbL-DBP и банка синтезирующих фильтров с N_{sb} поддиапазонами.

Для оценки эффективности предложенного подхода использовалась численная модель WDM-системы передачи 11×40 Гбод с модуляцией 16QAM на

волоконно-оптической линии связи длиной 20×100 км. Компенсация искажений выполнялась для сигнала в форме RRC с двумя отсчетами на символ. На Рис. 2(а) для мощности сигнала 1 дБм на канал представлено сравнение улучшения отношения сигнал-шум (ΔSNR) относительно линейной компенсации (Chromatic dispersion compensation, CDC) в зависимости от вычислительной сложности для трех методов: классического DBP, EnDBP [2] и предложенного SbL-DBP. Каждая точка соответствует определенной конфигурации параметров метода, а сплошные кривые показывают Парето-оптимальные решения. Видно, что SbL-DBP (синие кружки) обеспечивает значительное преимущество в области низкой и средней сложности. Например, при сложности около 500 операций вещественного умножения на символ (RMpS) метод SbL-DBP дает выигрыш по SNR около 0,94 дБ, тогда как EnDBP — только 0,58 дБ, а классический DBP — 0,13 дБ. Красные звездочки показывают конфигурации SbL-DBP с разреженными MIMO-фильтрами, что позволяет дополнительно улучшить баланс между производительностью и сложностью.

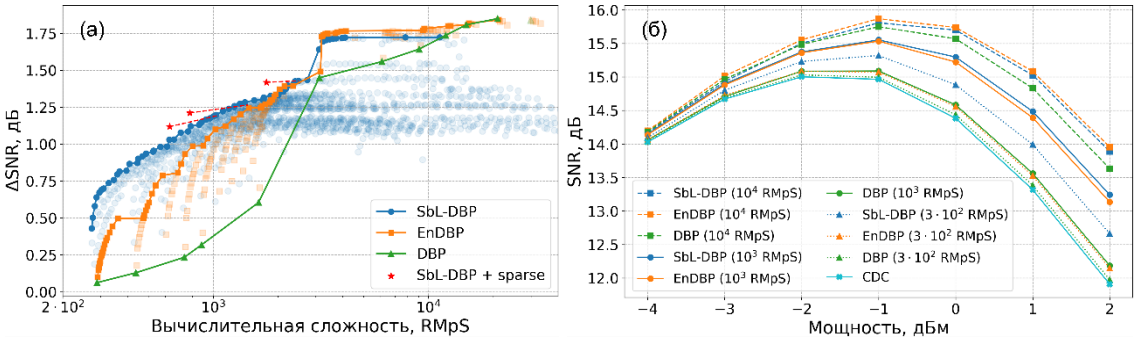


Рис. 2. Выигрыш по отношению сигнал-шум ΔSNR в зависимости от вычислительной сложности для методов, основанных на DBP (а); SNR как функция мощности излучения на канал для SbL-DBP, EnDBP и DBP при одинаковых ограничениях вычислительной сложности (б).

Результаты исследования зависимости SNR от мощности входного сигнала для различных уровней вычислительной сложности представлены на Рис. 2(б). Рассмотрены три режима: низкая сложность (пунктирные кривые, ≈300 RMpS), средняя сложность (сплошные кривые, ≈1000 RMpS) и высокая сложность (штриховые кривые, ≈10000 RMpS). Во всем диапазоне мощностей от −4 до 2 дБм метод SbL-DBP демонстрирует стабильное превосходство над другими методами в режимах низкой и средней сложности. При мощности 1 дБм в режиме низкой сложности SbL-DBP обеспечивает преимущество около 0,47 дБ по сравнению с EnDBP и 0,61 дБ по сравнению с классическим DBP. В режиме высокой сложности различия между методами становятся менее существенными.

Результаты подтверждают эффективность применения методов машинного обучения для оптимизации алгоритмов компенсации нелинейности на основе поддиапазонной обработки сигналов для создания экономичных алгоритмов компенсации нелинейности в системах передачи высокой емкости.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 25-61-00010, https://rscf.ru/project/25-61-00010/.

Литература

[1] E. Ip, J. M. Kahn, J. Lightwave Technol. **26**, 3416–3425 (2008)
[2] M. Secondini, D. Marsella, E. Forestieri, in Proc. ECOC, Cannes, France, 1–3 (2014)
[3] V. Oliari, S. Goossens, et al, J. Lightwave Technol. **38**, 3114–3124 (2020)

Секция 7
«Фотонные интегральные схемы. Нанофотоника и метаматериалы»

Интегральный акустооптический модулятор и оптоэлектронные генераторы на его основе

А.В. Варламов*, П.М. Агрузов, И.В. Ильичев, М.В. Парфенов, А.В. Тронев, А.В. Шамрай

[1] *ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН*

* *E-mail: wwa@mail.ioffe.ru*

DOI:10.31868/RFL2026.223-225

Интегральные акустооптические модуляторы (АОМ) на основе ниобата лития используются для сдвига частоты оптической несущей, что широко используется в системах прецизионных оптических измерений для реализации гомодинного и гетеродинного приёма сигналов. Сдвиг частоты задается частотой модулирующего ВЧ сигнала и определяется дисперсионными свойствами поверхностных акустических волн (ПАВ) и поляризационной модовой дисперсией оптического волновода. Для АОМ на основе ниобата лития, работающего в телекоммуникационном диапазоне длин волн оптического излучения (1500 – 1600 нм) он составляет около 170 МГц. Простейшая конфигурация АОМ в интегральном исполнении имеет вид прямого канального оптического волновода, сформированного термической диффузией титана в подложку конгруэнтного ниобата лития. Волновод поддерживает распространение обеих ортогонально поляризационных мод (TE и TM). Сдвиг частоты происходит при дифракции распространяющегося по волноводу оптического излучения на бегущей ПАВ, сопровождающейся поворотом поляризации, и вызван эффектом Доплера, приводящим к увеличению частоты при попутном распространении и уменьшению частоты при встречном распространении. Таким образом интегральный АОМ одновременно обеспечивает переключение поляризации и генерацию смещённого по частоте когерентного оптического излучения. Важнейшими характеристиками АОМ являются: мощность модулирующего сигнала, обеспечивающая полное преобразование входного оптического излучения в излучение со сдвинутой частотой (эффективность модулятора), а также стабильность частоты сдвига и мощности оптического излучения на сдвинутой частоте.

Была разработана оригинальная конфигурация АОМ (см. рисунок 1). Для эффективного возбуждения ПАВ и увеличения интеграла перекрытия с оптическим волноводом длина ВШП (количество периодов) была существенно увеличена, а ширина ВШП (длина штырей) существенно сокращена [1]. Для компенсации сильной дифракционной расходимости ПАВ использовался акустический волновод, который формировался совместно с оптическим волноводом по той же технологии термической диффузии титана. В отличие от оптического волновода, в акустическом волноводе скорость звука в областях, где прошла диффузия выше, т.е. они выполняют роль отражающих стенок. Волноводная дисперсия акустического волновода учитывалась при выборе оптимального периода ВШП. Данная конфигурация позволила получить полное преобразование входного оптического излучения в излучение на сдвинутой частоте при мощности модулирующего ВЧ сигнала около 50 мВт при общих оптических потерях менее 3 дБ.

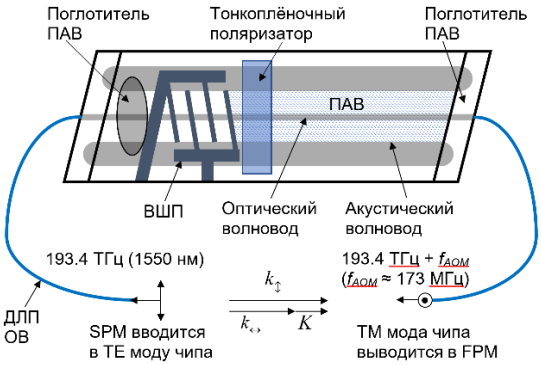


Рис. 1. Схема интегрального АОМ на основе ниобата лития

Отдельно были исследованы характеристики стабильности модулятора. Температурная зависимость двулучепреломления ниобата лития обуславливает температурный дрейф и необходимость использования температурной стабилизации с точностью 0,1 °C, реализуемой с использованием элемента Пельтье. Дифракция на статической решетке в области длинного ВШП приводит к паразитной амплитудной модуляции, для подавления которой было предложено использовать тонкопленочный плазмон-поляритонный поляризатор.

Дополнительная функциональность АОМ может быть обеспечена за счет разделения оптического излучения на основной и сдвинутой частоте. Для этой цели был разработан волноводный поляризационный делитель, объединяющий в конфигурации Y-разветвителя оптические волноводы, изготовленные по технологии термической диффузии титана и протонного обмена. Были отработаны технологические условия, позволившие не просто объединить эти две технологии, но и обеспечить точно заданное соотношение между постоянными распространения.

Высокие характеристики интегральных АОМ обуславливают интерес к их использованию в составе различных волоконно-оптических генераторов, например, в составе волоконных лазеров и оптоэлектронных генераторов (ОЭГ). Схема ОЭГ на основе интегрального АОМ сдвига частоты с демодуляцией на основе поляризационного интерферометра представлена на рисунке 2. АОМ в данной схеме выполняет одновременно несколько функций: перенос радиочастотного сигнала на оптическую несущую, частотную фильтрацию генерируемых сигналов и временную задержку сигналов.

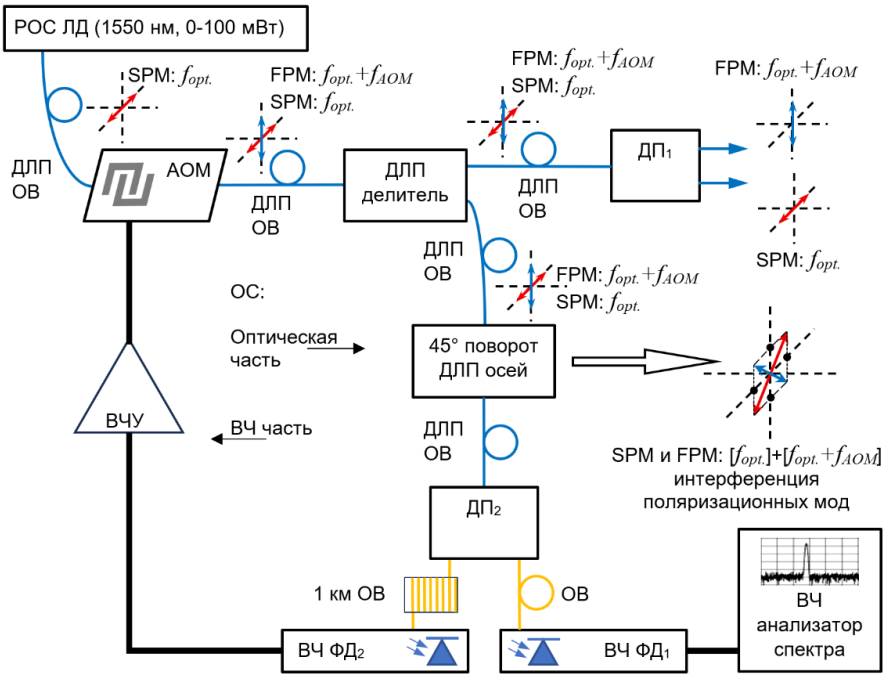


Рис. 2. Схема ОЭГ на основе интегрального АОМ

Экспериментально продемонстрирован режим одночастотной автогенерации, обеспечивающий когерентный сдвиг оптической несущей без использования ВЧ генератора для подачи сигнала на АОМ. Система переходит в режим автогенерации при превышении пороговой оптической мощности 7 мВт, обеспечивающей коэффициент передачи петли обратной связи ОЭГ > 1. Генерация начинается автоматически при достижении соответствующей оптической мощности без необходимости точной подстройки температуры чипа АОМ. Отметим, что режиму одночастотной генерации соответствует максимальный контраст интерференции в демодуляторе, что оптимально для интерференционных систем измерений. Также продемонстрирована возможность перестройки генерируемой частоты сдвига путем изменения температуры АОМ и длины волны оптического излучения.

Таким образом, интегральное исполнение АОМ, позволяет значительно повысить эффективность и открывает новые возможности по использованию в различных волоконно-оптических системах, включая волоконные лазеры и ОЭГ. Отметим, что сложная зависимость спектральной характеристики АОМ от ВЧ сигнала на его входе вызывает сильную нелинейность петли обратной связи, а распределенный характер взаимодействия ПАВ с оптическим излучением создает дополнительную временную задержку. Это может приводить к новым режимам генерации, требующим детальных исследований.

Литература

[1] А.В. Варламов, В.В. Лебедев и др, *Письма ЖТФ* **45**, 40-43 (2019)
[2] А.В. Варламов, П.М. Агрузов и др, *Письма ЖТФ* **52**, 29-35 (2026)

Интегральный оптический усилитель на основе гибридной структуры кремний – оксид алюминия, диффузионно-легированный эрбием

Д.А. Шимловская[1,*], А.С. Смирнов[1], К.Н. Гарбузов[1],

А.А. Сердобинцев[2], Д.С. Земцов[1], В.П. Драчев[1], С.С. Косолобов[1]

[1]Сколковский институт науки и технологий, Москва, Россия
[2]Институт Физики им. Н.Г. Чернышевского СГУ, Саратов, Россия
[*]E-mail: Diana.Shimlovskaya@skoltech.ru

DOI:10.31868/RFL2026.226-227

Фотонные интегральные схемы (ФИС) являются перспективным инструментом для практических применений в таких областях, как оптические коммуникации, сенсорика, радиофотоника и др., позволяя миниатюризировать сложные оптические схемы на одном чипе и снизить конечную стоимость таких устройств за счет высокой масштабируемости и повышении плотности оптических элементов [1]. Однако с увеличением количества фотонных компонентов на чипе значительно возрастают оптические потери, возникающие, в основном, в результате рассеяния и поглощения излучения в интегральных волноводах и других элементах, а также в элементах ввода-вывода излучения. Это может привести к ухудшению качества передаваемых оптических данных и потери информации. Таким образом, снижение оптических потерь в ФИС является важнейшей задачей для разработки передовых интегральных оптических систем [2]. Потери на рассеяние и поглощение в оптических интегральных системах в основном связаны с качеством исходного материала (подложки) и конечной шероховатостью волноводов, неизбежно возникающей в технологических процессах изготовления ФИС. Одним из решений данной проблемы снижения оптических потерь в ФИС может являться интеграция пассивных и активных оптических компонентов, позволяющих усиливать оптические сигналы непосредственно на чипе.

Среди перспективных платформ ФИС, таких как фосфид индия, нитрид кремния, ниобат лития и кремний на изоляторе (КНИ), платформа КНИ является лидером, благодаря возможности крупномасштабной интеграции. Привлекательность КНИ обусловлена также высоким контрастом показателей преломления кремниевого слоя (n ~ 3,48) и оксида кремния (n ~ 1,44). Благодаря высокому оптическому контрасту, характерные размеры одномодового кремниевого волновода на КНИ составляют 0,5 x 0,22 мкм, что позволяет формировать компактные оптические элементы с малой площадью. Более того, технология КНИ полностью совместима с хорошо развитой технологией производства структур комплементарный металл-оксид-полупроводник (КМОП), что позволяет совмещать микроэлектронику и фотонику на чипе, а также масштабировать производство фотонных интегральных схем на коммерческих предприятиях по производству микроэлектроники [3]. Эти факторы делают КНИ наиболее экономически эффективной и готовой к интеграции платформой для пассивных компонентов в телекоммуникационном диапазоне длин волн.

Для создания на платформе КНИ активных интегральных фотонных компонентов, обеспечивающих усиление оптического сигнала, разрабатываются оптические усилители, основанные на кремниевых слоях, легированных ионами редкоземельных элементов. Основным технологическим ограничением такого подхода является кластеризация легирующих ионов в кристаллическом кремнии [4]. В

качестве решения проблемы кластеризации редкоземельных ионов, было предложено использование диэлектрических материалов, с высокой растворимостью легирующих примесей, для изготовления активных оптических гибридных структур на платформе КНИ [5]. Среди редкоземельных материалов Er^{3+} наиболее подходит для телекоммуникационного диапазона благодаря наличию перехода $^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ вблизи 1530 нм. Как волноводный материал, Al_2O_3 привлекателен для создания интегральных оптических элементов благодаря широкому спектральному окну прозрачности, приемлемыми удельными оптическими потерями менее 0,2 дБ/см и, что важно, высокой растворимости Er^{3+} [6].

В данной работе представлен интегральный оптический усилитель на основе гибридной структуры кремний - оксид алюминия, легированный эрбием. Слои $Er:Al_2O_3$, изготовлены методом электронно-лучевого осаждения и термической диффузии. Легирование оксида алюминия достигается путем нанесения тонких (~2,5 нм) слоев Er (или оксида эрбия) между слоями Al_2O_3 и последующего инициирования диффузии Er^{3+} с помощью высокотемпературного отжига, что приводит к конечной концентрации Er^{3+} порядка $9{,}9\times10^{20}$ $см^{-3}$. Ввод оптического излучения в интегральную структуру оптического усилителя осуществляется через кремниевую дифракционную решетку [7]. Далее оптический сигнал распространяется через одномодовый кремниевый волновод шириной 450 нм и через обратный тейпер вводится в волновод $Er:Al_2O_3$. С помощью численного моделирования разложения по собственным модам (EME) параметры обратного тейпера были оптимизированы для максимизации эффективности передачи оптической мощности и минимизации потерь на отражение и рассеяние. Для оптимизированной структуры расчетная эффективность оптической связи достигла 91%, что соответствует вносимым потерям -0,5 дБ. Для измерения эффективности оптического усиления структур с волноводами на основе $Er:Al_2O_3$ в экспериментальной установке использовался лазерный диод накачки с длиной волны 980 нм и мощностью накачки 1,48 Вт. Исследовались спектры пропускания с источником накачки и без него. Измеренное усиление составило ~3,8 дБ/см. Полученные данные превышают имеющиеся в литературе значения для аналогичных структур оптических усилителей на основе $Er:Al_2O_3$. Например, в работе Лю и др. [8] получен коэффициент усиления 1,9 дБ/см, а Бонневиль с соавторами [9] сообщили о внутреннем усилении в 3,5 дБ/см.

В работе продемонстрирован интегральный оптический усилитель на основе гибридной структуры кремний - оксид алюминия, диффузионно-легированный эрбием. Измеренный коэффициент усиления составил 3,8 дБ/см. Разработанная технология изготовления легированных эрбием оптических волноводов является перспективной для изготовления компактных интегральных оптических усилителей с высоким коэффициентом усиления на платформе КНИ.

Литература

[1] X. He, Z. Zhang et al, Advanced Photonics **7**, 064001-064001 (2025)
[2] H. Chen, R. Liu et al, Nature Photonics **20**, 1-6 (2026)
[3] S. Kosolobov, I. Pshenichnyuk et al, Uspekhi Fizicheskikh Nauk **194**, 1223-1239 (2024)
[4] P. Kik, A. Polman, MRS bulletin **23**, 48-54 (1998)
[5] M. Pollnau, J. Bradley, Optics Express **26**, 24164-24189 (2018)
[6] W. Hendriks, L. Chang et al, Advances in Physics: X **6**, 1833753 (2021)
[7] D. Zemtsov, D. Zhigunov et al, Optics Letters **47**, 3339-3342 (2022)
[8] Y. Liu, Z. Qiu et al, Science **376**, 1309-1313 (2022)
[9] D. Bonneville, C. Osornio-Martinez et al, Optics express **32**, 15527-15536 (2024)

Фазовый пороговый преобразователь с низким энергопотреблением для интегральных фотонных схем и оптических вычислений

И.А. Пшеничнюк*

Сколковский Институт Науки и Технологии, Москва, Большой бульвар 30/с1

**E-mail: i.pshenichnyuk@skoltech.ru*

DOI:10.31868/RFL2026.228-229

Область применения интегральной фотоники постепенно расширяется. Помимо традиционных телекоммуникационных задач, фотонные схемы способны реализовывать логические и вычислительные функции. Широкие перспективы существуют также для смешанных электрооптических схем. Однако последующее развитие в данных областях требует расширения и совершенствования компонентной базы. К примеру, одним из ключевых элементов фотонных схем, роль которого может быть сравнима с ролью транзисторов в классической электронике, является интегральный электрооптический модулятор [1], позволяющий управлять оптическим сигналом при помощи электрического. Потенциально важную роль в будущих схемах также играют модуляторы, в которых оптический сигнал управляется другим оптическим сигналом либо же самомодулируется [2].

Для применений в областях обработки сигнала, оптических вычислений и нейроморфной фотоники важное значение имеет такой элемент, как пороговый преобразователь. Традиционно он воспроизводит ступенеобразную функциональную зависимость некоторой выходной величины от входной. В качестве величины в существующих прототипах часто выступает интенсивность волноводной моды. Вместе с тем, одной из ярких особенностей фотоники по сравнению с электроникой является возможность использования фазы и интерференции для обработки сигналов. В данной работе рассматривается преобразователь смешанного типа, генерирующий ступенеобразный фазовый ответ в зависимости от интенсивности входного сигнала. Обсуждаются возможные применения устройства, в том числе для проверки условий или реализации логики, а также в качестве активационного элемента нейроморфных фотонных схем [3].

Устройство имеет минималистичный дизайн в виде волновода, связанного с компактным дисковым резонатором, радиус которого составляет несколько микрометров. В резонаторе реализуется механизм нелинейного переключения фазы вблизи режима критической связи для генерации функции-ступени. Используемый механизм теоретически позволяет получить сверхрезкий фазовый ответ. Ширина ступени на практике ограничивается только шумами используемого лазера и не зависит от фактора качества резонатора. Это позволяет осуществлять переключение фазы слабой нелинейностью, не переходя в бистабильные режимы резонатора. Таким образом, схема позволяет поддерживать энергопотребление устройства относительно низким по сравнению с существующими нелинейными элементами. По предварительным оценкам, керровской нелинейности, присутствующей в таких материалах, как кремний и нитрид кремния, достаточно для реализации устройства. В работе также обсуждается механизм активной электрической подстройки схемы, позволяющий управлять размытием ступеньки, что полезно для ряда приложений и компенсации погрешностей при экспериментальной реализации.

Примечательно, что сверхрезкий фазовый ответ можно получить в резонаторах низкого качества (ширина функции-ступени не связана с шириной резонансов).

Помимо компактного размера, это позволяет получить высокую скорость работы, поскольку время накачки и выхода на стационар в резонаторах низкого качества также мало. Ожидается, что устройство сможет функционировать в терагерцовом диапазоне. Кроме того, слабый коэффициент усиления низкокачественных резонаторов и относительно небольшие интенсивности волноводных мод теоретически позволяют использовать схему в режиме постоянной накачки, в то время как близкие по конструктиву нелинейные устройства обычно ориентированы на импульсный режим функционирования.

Литература

[1] I.A. Pshenichnyuk, G.I. Nazarikov et al, *Physical Review B* **100**, 195434 (2019)
[2] I.A. Pshenichnyuk, F. Yousry et al, *Physical Review B* **109**, 035401 (2024)
[3] I.A. Pshenichnyuk, K.R. Taziev et al, *arXiv*:2406.16798 (2024)

Синтез и перенос ультратонких металлических пленок для гибкой и прозрачной оптоэлектроники: от графена к двумерному металлу

Д.И. Якубовский[1,*], **М.С. Миронов**[2], **Т.А. Кочетков**[1], **Г.А. Ермолаев**[1,2], **Д.В. Грудинин**[1,2], **А.С. Славич**[2], **А.В. Арсенин**[1,2], **В.С. Волков**[2]

[1] *Центр фотоники и двумерных материалов, Московский физико-технический институт (МФТИ), Долгопрудный, Россия*

[2] *Исследовательский центр перспективных технологий, XPANCEO, Дубайский инвестиционный парк, Дубай, Объединённые Арабские Эмираты*

[*] *E-mail: dmitrii-y@mail.ru*

DOI:10.31868/RFL2026.230-231

Стремительно развивающаяся область прозрачных и проводящих функциональных материалов сосредоточена на разработке методов синтеза рекордно тонких металлических слоев и изучении их уникальных электрических и оптических свойств. Последние значимые достижения связаны с созданием двумерных (2D) кристаллических и одноатомных слоев различных металлов [1–3]. Однако, получаемые образцы отдельных кристаллитов ограничены размерами от нескольких сотен нм до десятков мкм, либо требуют инкапсуляции или стабилизирующих интерфейсов, что затрудняет их использование в технологиях на масштабах пластины с открытой поверхностью. В то время, как стандартные методы роста металлических пленок сталкиваются с фундаментальным ограничением при создании сплошных, гладких и сверхтонких пленок на произвольной поверхности, связанным с 3D-ростом пленки на начальной стадии. В работе предлагается решение данной проблемы путем реализации технологии синтеза переносимых ультратонких металлических пленок без адгезионного слоя, основанной на объединении двух принципов: 1) получение атомарно-гладкой поверхности медной фольги произвольных размеров для обеспечения двумерного роста металла и 2) перенос пленки на произвольную подложку, подобный технологии переноса CVD-графена и других 2D материалов [4]. Универсальность разработанного подхода была продемонстрирована путем создания пленок различных металлов (Au, Pt и др.) и размеров (до масштабов пластин 150 мм). Созданы атомарно-гладкие и непрерывные ультратонкие пленки золота и платины толщиной менее 8 нм, которые демонстрируют наилучшие оптоэлектронные характеристики: оптимальное соотношение между прозрачностью и проводимостью. Функциональная эффективность пленок была продемонстрирована в различных приложениях, включая гибкие органические светодиоды (OLED) и переносимые электронные сенсорные устройства.

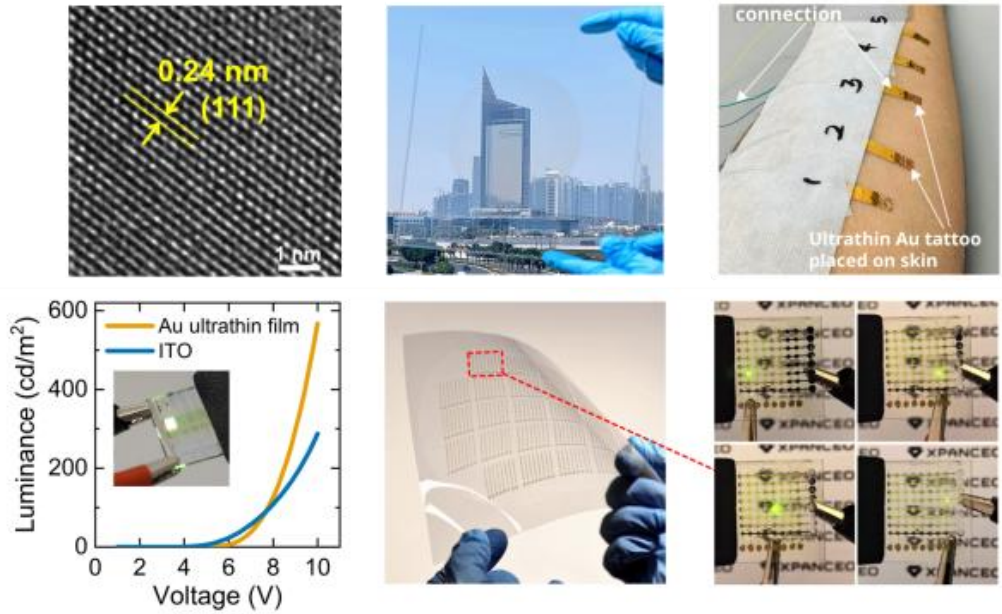


Рис. 1. Кристаллическая структура, прозрачность, масштабируемость на уровень пластины перенесенных ультратонких пленок золота и демонстрация устройств на их основе.

Исследование выполнено при финансовой поддержке гранта Российского научного фонда (проект № 24-72-10039).

Литература

[1] C. Pan et al, *Nat. Commun.* **15**, 2840 (2024)
[2] J. Zhao et al, *Nature* **639**, 354–359 (2025)
[3] S. Kashiwaya et al, *Nat. Synth.* **3**, 744–751 (2024)
[4] M. Mironov, D. Yakubovsky et al, *Nano Lett.* **24**, 16270–16275 (2024)

От управления нелинейными сигналами к перспективным сенсорным системам: метод, основанный на спектральной задаче для солитонов

С.В. Дремов[1,3], **Р.И. Муллядженов**[1, 2, 3], **А.А. Гелаш**[1,*]

[1] *Сколковский Институт Науки и Технологии, Москва, Большой бульвар 30/с1*
[2] *Институт теплофизики им С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск*
[3] *Новосибирский государственный университет, Новосибирск*
[*] *E-mail: a.gelash@skoltech.ru*

DOI:10.31868/RFL2026.232

Солитоны в нелинейных импульсах различной физической природы характеризуются дискретным набором собственных значений, которые в идеальном канале, описываемом нелинейным уравнением Шрёдингера, не изменяются при эволюции волнового поля. В таком случае, возмущения волнового поля оставляют предсказуемые отпечатки на портрете собственных значений, что было недавно использовано для управления солитонами в оптическом волокне [1]. В данной работе мы развиваем теоретический базис для управления нелинейными волновыми полями sech-образной формы и восстановления возмущений для таких полей, основанный на функциях отклика солитонных собственных значений и обратной задаче для соответствующего интегрального уравнения Фредгольма. Мы представляем аналитические выражения, позволяющие осуществлять нелинейное управление солитонами путём приложения мгновенных контролируемых возмущений. Далее, мы предлагаем постановку обратной задачи: нахождение неизвестной формы искажений волнового поля, когда известными наблюдаемыми данными является функция отклонений солитонных собственных значений, измеренных на выходе нелинейного канала распространения. Мы тестируем различные режимы восстановления и демонстрируем решение обратной задачи в присутствии шума, прокладывая путь к солитонной томографии с помощью нелинейных импульсов.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 25-72-31023.

Литература

[1] A. Mucci, P. Suret et al, *Phys. Rev. Lett*. **134**, 193804 (2025)

Метод резонансного подпространства для составных фотонно-кристаллических систем

Н.А. Гиппиус*, И.М. Фрадкин, Н.С. Салахова, С.А. Дьяков

Сколковский Институт Науки и Технологии, Москва, Большой бульвар 30/с1

** E-mail: n.gippius@scoltech.ru*

DOI:10.31868/RFL2026.233

В докладе рассматривается метод построения резонансного приближения для матрицы рассеяния. На примере резонансных фотонных структур, допускающих разбиение на две нерезонансные подсистемы, продемонстрирована возможность построения регулярной аппроксимации положений резонансов составной системы. Все элементы резонансного представления определяются прямым расчётом в ограниченном числе точек пространства параметров и в дальнейшем допускают достаточно точную аппроксимацию в более широкой области параметров задачи. Предложенный метод позволяет конструктивно выделить резонансную часть матрицы рассеяния и построить регулярные схемы аппроксимации для расчёта оптических свойств фотонных структур, не требующих многочисленных и ресурсоёмких вычислений.

Рассматриваемые системы фотоники представляют собой слоистые структуры с периодической модуляцией диэлектрической проницаемости в плоскости слоёв и могут быть изготовлены с использованием хорошо развитых микро- и нанотехнологий. Возможность управления дисперсионными свойствами этих структур за счёт модификации архитектуры элементарной ячейки открывает широкие возможности для применения этих систем в качестве базовых элементов фотоники.

Модальный метод Фурье (FMM) (или метод матрицы рассеяния) является очень эффективным инструментом для изучения оптических свойств многослойных структур, состоящих из двумерно-периодических слоёв, инвариантных в вертикальном направлении. Однако для задач, требующих интегрирования по волновым векторам в плоскости структуры, необходимость многочисленных однотипных расчётов снижает эффективность этого метода. Рассматриваемый в докладе подход существенно расширяет возможности FMM. Отметим, что предложенный метод может быть применён не только в фотонике, а к любым системам, матрицы рассеяния которых удовлетворяют описанному выше условию.

Литература

[1] S.G. Tikhodeev et al, *Phys. Rev. B* **66**, 045102 (2002)
[2] N.A. Gippius et al, *Phys. Rev. B* **72**, 045138 (2005)
[3] N.A. Gippius et al, *Optics Express* **18**, 7569 (2010)
[4] I.M. Fradkin et al, *Phys. Rev. B* **99**, 075310 (2019)
[5] С.А. Дьяков и др, *Письма в ЖЭТФ* **122**, 619 (2025)

Мезоскопическая реконструкция двумерных материалов

А.С. Баймуратов*

Сколковский Институт Науки и Технологии, Москва, Большой бульвар 30/с1

** E-mail: a.baimuratov@skoltech.ru*

DOI:10.31868/RFL2026.234-235

Двумерные материалы — это кристаллы толщиной в один или несколько атомных слоёв, например графен, дисульфид молибдена, нитрид бора и другие слоистые соединения. Благодаря своей тонкой структуре такие материалы могут изгибаться, растягиваться и локально перестраиваться без разрушения кристаллической решётки. Это делает их перспективной платформой для стрейнтроники — направления, в котором механическая деформация используется не как побочный эффект, а как способ управления физическими свойствами материала. При растяжении, сжатии или локальном изгибе меняется взаимное расположение атомов. Вместе с этим изменяются электронные, оптические и магнитные характеристики системы. В отличие от химического легирования или сложной нанолитографии, механическая деформация позволяет перестраивать свойства материала более «мягким» и потенциально обратимым способом. Такой подход может быть использован в гибкой электронике, чувствительных сенсорах, энергоэффективных элементах памяти и устройствах, реагирующих на давление, изгиб или растяжение.

Особый интерес представляют двумерные гетероструктуры, в которых несколько атомарно тонких кристаллов совмещаются друг с другом. Если кристаллические решётки двух слоёв немного отличаются по периоду или углу поворота, возникает муаровая сверхрешётка. Она задаёт новый мезоскопический масштаб: он значительно больше межатомного расстояния, но всё ещё достаточно мал, чтобы управлять движением электронов, дырок и экситонов [1].

В данной работе рассматривается мезоскопическая реконструкция в гетеробислоях $MoSe_2$–WSe_2. Показано, что исходные треугольные муаровые паттерны могут детерминированно трансформироваться в одномерные массивы вследствие атомной реконструкции (см. Рис. 1). Такая перестройка приводит к формированию доменных стенок, вдоль которых возникают одномерные квантовые проволоки для межслоевых экситонов [2]. Конфайнмент экситонов в этих одномерных каналах сопровождается нарушением симметрии и приводит к почти полной линейной поляризации излучения. Кроме того, при приложении внешнего электрического поля энергия межслоевых экситонов может изменяться более чем на 100 мэВ. Это показывает, что атомная реконструкция в двумерных гетероструктурах может служить эффективным инструментом для управления квантово-оптическими свойствами.

Таким образом, мезоскопическая реконструкция двумерных материалов связывает несколько масштабов описания: атомную структуру, муаровую геометрию и наблюдаемые оптические свойства. Такой подход открывает путь к созданию перестраиваемых муаровых систем, в которых механическая деформация используется для проектирования новых низкоразмерных состояний и управления светом на нано- и мезомасштабе.

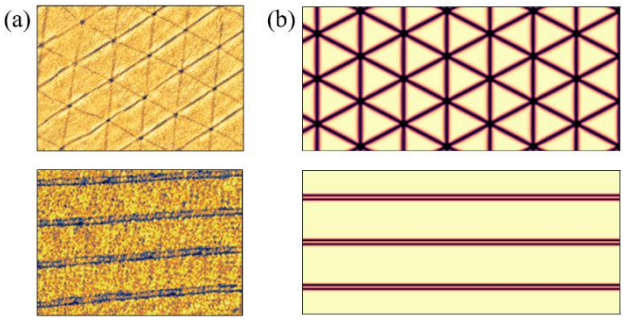


Рис. 1. (a) Изображение гетеослоя с помощью торсионной силовой микроскопии до и после переноса. (b) Численное моделирование энергии адгезии упаковки для треугольной структуры и одномерных каналов.

Литература

[1] S. Zhao, Z. Li et al, *Nat. Nanotechnol*. **18**, 572-579 (2023)
[2] S. Zhao, Z. Li et al, *Phys. Rev. Lett.* **136**, 176201 (2026)

Идентификация единичных экзосом на плазмонной метаповерхности методом ГКР

А.К. Сарычев*, А.И. Иванов, Д.С. Коржов, М.С. Шестопалова, К.Н. Афанасьев, И.В. Быков, А.Ф. Смык, А.В. Шурыгин, В.О. Шендер, М.А. Лагарькова, К.Е. Мочалов

[1] *Институт теоретической и прикладной электродинамики РАН*
[2] *Институт биоорганической химии им. Шемякина-Овчинникова РАН*
[3] *Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ*
[4] *James River Branch ООО, Москва*
[5] *ФНКЦ физико-химической медицины им. Ю.М. Лопухина ФМБА*

* *E-mail: sarychev_andrey@yahoo.com*

DOI:10.31868/RFL2026.236-237

Отдельные экзосомы детектируются по сигналу гигантского комбинационного рассеяния (ГКР), полученного с помощью, специально разработанной гибкой метаповерхности (ГМП). Живая клетка постоянно выделяет экзосомы в ходе своей жизнедеятельности. Экзосомы это внеклеточные везикулы (липидные шарики) диаметром около 100 нм, которые содержат биологическую информацию родительской клетки и участвуют в межклеточной коммуникации. Экзосомы стали одним из наиболее перспективных маркеров для ранней диагностики и прогнозирования рака и других заболеваний [1]. Благодаря развитию современных оптических технологий и появлению высокоразрешающей оптической микроскопии, микро/наноструктуры экзосом, которые ранее никогда не наблюдались оптически, теперь можно увидеть.

В работе разрабатывается и изучается ГМП, которая накапливает и усиливает электромагнитное поле падающего света. ГМП представляет собой дважды модулированную серебряную пленку с периодом L меньшим длины волны задающего лазера. Локальное электрическое поле усиливается за счет коллективных плазмонных резонансов, возбуждаемых в ГМП (см. Рис. 1). Отличительной особенностью ГМП является пространственный масштаб $\xi \sim L$ усиленного электрического поля. Размер a исследуемых экзосом меньше $a < \xi$. Следовательно, все молекулы экзосом взаимодействуют с усиленным электромагнитным полем и вызывают ГКР. Предположим, что локальное электрическое поле усилено в десять раз. Тогда ГКР сигнал от одной экзосомы, осажденной на ГМП, эквивалентен сигналу комбинационного рассеяния от 10^4 свободных экзосом.

Очищенный и обессоленный раствор экзосом получен из клеточной линии HEK293T в соответствии с протоколом, разработанным компанией Thermo Fisher Scientific Inc. Экзосомы имеют размер $a \sim 120$ нм. Поэтому они морфологически дополняют ГМП, которая эффективно адсорбирует экзосомы в виде одной экзосомы на одно углубление, как показано на Рис. 2. Мы использовали . результаты сканирующей микроскопии с измерением сопротивления (СМС), атомно-силовой микроскопии (АСМ) и ГКР экзосом, осажденных на поверхности ГМП. Метод СМС уже на первом этапе позволяет отсечь подавляющее большинство микронеоднородностей в периодической структуре ГМП. Затем задача, которая остается для анализа АСМ, состоит в том, чтобы определить, похожа ли форма оставшихся кандидатов на экзосому, и определить, является ли обнаруженный объект одной экзосомой или их кластером. Таким образом, удается получить спектры ГКР единичных экзосом.

Представленная в работе ГМП обладает потенциалом аналитической системы, на основе регистрации спектра ГКР экзосом и других нано и

микрообъектов, таких как нанопластик и др. Действительно, ГМП имеет равномерное усиление по всей области сканирования и обладает высокой морфологической комплементарностью к нано и микрообъектам.

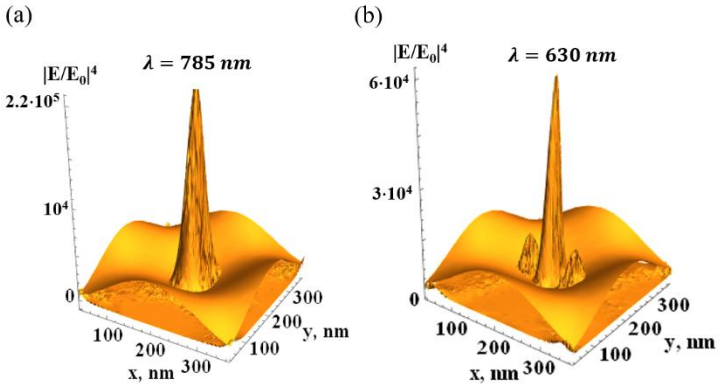


Рис. 1. Элементарная ячейка гибкой серебреной метаповерхности; средняя толщина поверхностного слоя серебра *d=20 nm*; показан фактор усиления комбинационного рассеяния $G(r) = |\mathbf{E}(r)/\mathbf{E}_0|^4$ в метаповерхности, освещаемой сверху светом с амплитудой E_0; (a) – дипольный плазмонный резонанс, (b) – квадрупольный резонанс.

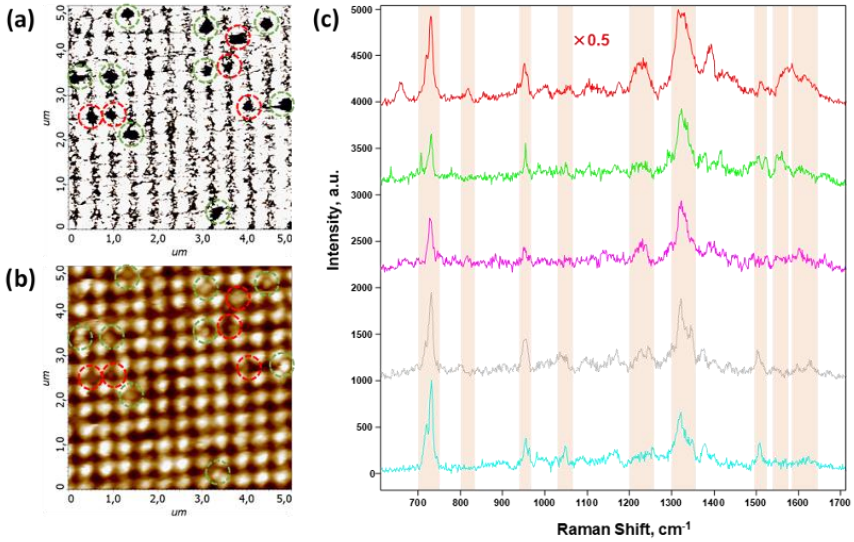


Рис. 2. Результаты сканирующей микроскопии с измерением сопротивления (СМС), атомно-силовая микроскопии (АСМ) и ГКР экзосом, осажденных на поверхности ГМП; (a) изображение СМС участка ГМП размером 5×5 мкм с разреженным монослоем экзосом на поверхности; (b) изображение АСМ того же участка, что на панели (a); (c) спектр ГКР экзосом, полученный в точках, отмеченных зелеными пунктирными кругами на (a) и (b); зеленые и красные пунктирные круги на панелях (a) и (b) обозначают предполагаемые экзосомы и дефекты соответственно.

Литература

[1] J. Wei, T. Qi et al, TrAC *Trends in Analytical Chemistry* **163**, 117077-30 (2023)
[2] K.E. Mochalov, D.S. Korzhov et al, *Biosensors* **15**, 815-20 (2025)

Широкополосное диэлектрическое зеркало с сохранением спиральности света для хиральных резонаторов Фабри–Перо

Н.С. Салахова[1,*], **С.А. Дьяков**[1], **А. Деменев**[2], **О. Клименко**[1,3], **Д. Шимловская**[1], **К. Гарбузов**[1], **С. Косолобов**[1], **В.Д. Кулаковский**[2], **В. Антонов**[1], **В. Драчев**[1], **Н.А. Гиппиус**[1]

[1] *Сколковский институт науки и технологий, Москва, Россия*
[2] *Институт физики твердого тела им. Ю.А. Осипьяна РАН, Черноголовка, Россия*
[3] *Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия*
[*] *E-mail: n.salakhova@skoltech.ru*

DOI:10.31868/RFL2026.238-239

Оптическая хиральность позволяет селективно взаимодействовать с левыми и правыми энантиомерами молекул, однако практическое использование этого эффекта ограничено отсутствием простых резонаторных элементов с хиральными собственными модами. Обычные изотропные зеркала при отражении сохраняют циркулярную поляризацию, но меняют спиральность света на противоположную. Поэтому резонатор Фабри–Перо на основе стандартных зеркал не поддерживает моды с заданной ненулевой хиральностью. Для компактных хиральных фотонных резонаторов требуется зеркало, которое преобразует состояние циркулярной поляризации так, чтобы спиральность падающей волны сохранялась.

В работе теоретически разработано и экспериментально реализовано широкополосное полностью диэлектрическое зеркало, сохраняющее спиральность циркулярно поляризованного света в ближнем инфракрасном диапазоне. Структура состоит из одномерной высококонтрастной субволновой решетки из кремниевых полос на диэлектрическом брэгговском зеркале Si/SiO_2 (Рис.1(a)). Решетка создает эффективную анизотропию в плоскости структуры, а брэгговское зеркало обеспечивает высокое отражение и стабилизирует фазовый отклик. Геометрические параметры оптимизированы так, чтобы амплитуды отражения для двух ортогональных линейных поляризаций были близки по модулю, а разность их фаз составляла π. В этом случае матрица отражения в круговом базисе становится преимущественно антидиагональной, что соответствует сохранению спиральности при отражении.

Численное моделирование показало, что оптимизированная структура работает в диапазоне 1400–1800 нм. В этой области коэффициент отражения с сохранением спиральности превышает 90–99% в зависимости от угла падения и направления плоскости падения относительно полос решетки. В отличие от резонансных хиральных метаповерхностей, полоса сохранения спиральности лежит внутри стоп-зоны брэгговского зеркала и не связана с узкими модовыми резонансами. Такой механизм обеспечивает устойчивость к отклонениям периода решетки, фактора заполнения, толщины решетки и толщин слоев брэгговского зеркала.

Экспериментальные образцы были изготовлены на основе кремниевой решетки на Si/SiO_2-брэгговском зеркале Рис.1(b) и исследованы в отражении в базисе круговых поляризаций. Для количественного описания эффекта использовали коэффициент сохранения спиральности η:

$$\eta = \frac{1 - \mathrm{DCP}}{2} \cdot 100\% = \frac{|r_{\mathrm{LH}\to\mathrm{LH}}|^2}{|r_{\mathrm{LH}\to\mathrm{LH}}|^2 + |r_{\mathrm{LH}\to\mathrm{RH}}|^2} \cdot 100\%$$

Для оптимизированного образца получена широкая спектральная область, где η достигает 98–99%, тогда как для исходного брэгговского зеркала без решетки η близок к нулю Рис.1(c). Полный коэффициент отражения экспериментальных структур достигает 80–85% Рис.1(d). Расхождение с расчетным значением связано главным образом с рассеянием на периодической структуре и технологическими несовершенствами. Даже для образца с неоптимальной геометрией сохраняется полоса шириной порядка 100–150 нм около 1600 нм, в которой отраженный свет преимущественно сохраняет исходную спиральность. Угловые измерения подтверждают работоспособность зеркала при наклонном падении до ±15°.

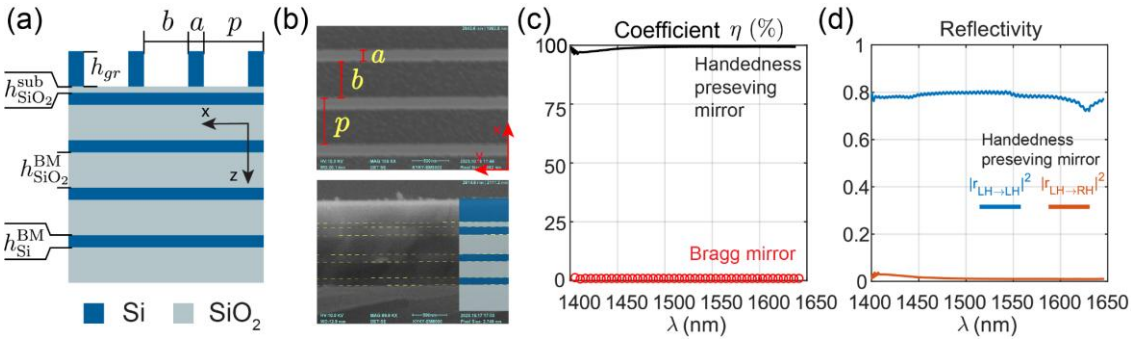


Рис. 1. Концепция и экспериментальная демонстрация диэлектрического зеркала с сохранением спиральности: (a) схема одномерной кремниевой решетки на Si/SiO_2-брэгговском зеркале, (b) SEM-изображения изготовленной структуры, (c) спектр коэффициента сохранения спиральности η, (d) спектры отражения в круговом поляризационном базисе.

Полученные результаты показывают, что плоское диэлектрическое зеркало с субволновой решеткой может работать как широкополосная отражательная фазовая пластина, совместимая с интегральной фотоникой и технологиями нанолитографии. Пара таких зеркал может формировать резонатор Фабри–Перо с хиральными электромагнитными модами. При помещении хиральной среды внутрь резонатора спектральный отклик зависит от соответствия спиральности моды и хиральности вещества. Это создает основу для компактных платформ оптической дискриминации молекулярных энантиомеров без измерения слабого кругового дихроизма в одиночном проходе.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда, грант № 25-12-00454.

Литература

[1] D.G. Baranov, C. Schäfer, M.V. Gorkunov, ACS Photonics **10**, 2440–2455 (2023)
[2] S.A. Dyakov, N.S. Salakhova, A.V. Ignatov et al, Advanced Optical Materials **12**, 2302502 (2024)
[3] S. Dyakov, I. Smagin, N. Salakhova et al, Optica **12**, 1406–1416 (2025)
[4] B. Semnani, J. Flannery, R. Al Maruf et al, *Light: Science & Applications* **9**, 23 (2020)

Использование бриллюэновских оптомеханических систем для фотонных нейронных сетей

А. Мухамедянов[1,2], **А. А. Зябловский**, **Е.С. Андрианов**[1,2]

[1] *Всероссийский Научно-Исследовательский Институт им. Н.Л. Духова*
[2] *Московский Физико-Технический Институт*
[*] *E-mail: andrianov.es@mipt.ru*

DOI:10.31868/RFL2026.240

Оптомеханические системы, основанные на нелинейном процессе вынужденного рассеяния Мандельштама – Бриллюэна (ВРМБ), находят применение в сенсорике [1], гироскопах [2], акселерометрах и оптической памяти, использующей большое время жизни фононов [3]. В таких системах были продемонстрированы возможности оптомеханически индуцированной прозрачности [4], особых точек [5], нарушения PT-симметрии [6] и режима жёсткого возбуждения [7], характеризующегося скачкообразным изменением интенсивности стоксовых и фононных мод. Кроме того, бриллюэновские оптомеханические системы служат основой для интегрированных на чипе бриллюэновских лазеров [8] с сильной нелинейной зависимостью от амплитуды накачки. Таким образом, бриллюэновские лазеры на чипе являются идеальными кандидатами на роль интегральных нелинейных фотонных элементов и находят широкий спектр применений в вычислительной фотонике [9].

В данной работе мы рассматриваем оптомеханический бриллюэновский лазер на основе кольцевого резонатора, связанного с волноводом, через который осуществляются ввод и вывод сигналов. Мы предполагаем, что мода с направлением обхода против часовой стрелки возбуждается волной накачки и, в свою очередь, возбуждает моду с направлением обхода по часовой стрелке со стоксовым сдвигом частоты и фононную моду. Существует пороговое значение интенсивности волны накачки, выше которого система работает как бриллюэновский лазер. Излучение малой интенсивности от задающего лазера используется для возбуждения оптической моды с более низкой частотой. Мы демонстрируем, что при малых значениях интенсивности излучение задающего лазера приводит к снижению порога генерации. Существует критическое значение интенсивности излучения, выше которого частота низкочастотной моды синхронизируется с частотой задающего лазера. Эта синхронизация приводит к резкому подавлению генерации в бриллюэновском лазере. Мы показываем, что данный эффект может быть использован для реализации полностью оптических нелинейных элементов. Мы обсуждаем работу таких устройств в качестве элементов памяти, транзисторов и функций активации для нейронных сетей.

Литература

[1] B.B. Li, L. Ou, Y. Lei, Y.C. Liu, *Nanophotonics* **10**, 2799–2832 (2021)
[2] Y.H. Lai, M.G. Suh et. al, *Nature Photonics* **14**, 345–349 (2020)
[3] Z. Zhu, D.J. Gauthier, R.W. Boyd, *Science* **318**, 1748–1750 (2007)
[4] C.H. Dong, Z. Shen et. al, *Nature communications* **6**, 6193 (2015)
[5] H. Lu, S. Ozdemir, L.M. Kuang, F. Nori, H. Jing, *Phys. Rev. Appl.* **8**, 044020 (2017)
[6] A. Mukhamedyanov, E. Andrianov, A. Zyablovsky, *Phys. Rev. A* **111**, 023519 (2025)
[7] A. Mukhamedyanov, A.A. Zyablovsky, E.S. Andrianov, *Opt. Lett.* **49**, 782–785 (2024)
[8] K. Ye, H. Feng et. al, *Science Advances* **11**, eadv4022 (2025)
[9] P.L. McMahon, *Nature Reviews Physics*, **5**, 717–734 (2023)

Формирование двух- и трехчастичных квазичастиц в управляемой оптомеханической системе

Е.А. Терещенков[1,2,3], **А.А. Зябловский**[1,2,3], **Е.С. Андрианов**[1,2,3,*]

[1] *Московский Физико-Технический Институт*
[2] *Всероссийский Научно-Исследовательский Институт Автоматики им. Н.Л. Духова*
[3] *Институт теоретической и прикладной электродинамики РАН*
[*] *E-mail: andrianov.es@mipt.ru*

DOI:10.31868/RFL2026.241-242

Рассматривается динамика молекулы в оптическом резонаторе. Модель включает два электронных уровня молекулы ($|g\rangle$, $|e\rangle$), колебательную моду (фонон) с частотой ω_{v} и резонаторную моду с частотой ω_a. Полный гамильтониан системы содержит энергию электронного перехода, энергию фонона, электрон-фононное взаимодействие, энергию резонатора, связь молекула-резонатор и внешнюю оптическую накачку [1, 2]:

$$\hat{H} = \hbar\omega_\sigma \hat{\sigma}^\dagger\sigma + \hbar\omega_v \hat{b}^\dagger\hat{b} + \hbar g\hat{\sigma}^\dagger\sigma\left(\hat{b}+\hat{b}^\dagger\right) + \hbar\omega_a \hat{a}^\dagger\hat{a} + \frac{\hbar\Omega_R}{2}(\hat{a}\hat{\sigma}^\dagger + \hat{a}^\dagger\hat{\sigma}) + \\ + \frac{\hbar\Omega}{2}\left(\hat{a}e^{i\omega_{\text{ext}}t} + \hat{a}^\dagger e^{-i\omega_{\text{ext}}t}\right). \qquad (1)$$

Динамика системы описывается уравнениями Гейзенберга для операторов $\hat{a}$, $\hat{b}$, $\hat{\sigma}$ с релаксационными членами ($-\gamma_a\hat{a}$, $-\gamma_{\text{v}}\hat{b}$, $-\gamma_\sigma\hat{\sigma}$) [2, 3]. Система уравнений нелинейна, что затрудняет получение аналитического решения. Для анализа используется теория возмущений:

$$\hat{a} = \hat{\alpha}e^{-i\omega_{\text{ext}}t} + \hat{A}_{\text{St}}(t)e^{-i(\omega_{\text{ext}}-\omega_v)t}, \\ \hat{\sigma} = \hat{S}e^{-i\omega_{\text{ext}}t} + \hat{S}_{\text{St}}(t)e^{-i(\omega_{\text{ext}}-\omega_v)t}, \qquad (2) \\ \hat{b} = \hat{\beta} + \hat{B}_{\text{St}}(t)e^{-i\omega_v t}.$$

Члены $\hat{\alpha}$, $\hat{S}$, $\hat{\beta}$ соответствуют рэлеевскому рассеянию и статическому смещению ядер. Слагаемые с $\hat{A}_{\text{St}}$, $\hat{S}_{\text{St}}$, $\hat{B}_{\text{St}}$ описывают стоксово рассеяние и представляют собой поправки первого порядка. Уравнения, которым они подчиняются, следующие:

$$\dot{A}_{\text{St}} = -\left(i\omega_{A,\text{eff}} + \gamma_a\right)A_{\text{St}} - i\frac{\Omega_R}{2}S_{\text{St}}, \\ \dot{B}^*_{\text{St}} = -\gamma_v B^*_{\text{St}} + ig_{BS}S_{\text{St}}, \qquad (3) \\ \dot{S}_{\text{St}} = -\left(i\omega_{S,\text{eff}} + \gamma_{S,\text{eff}}\right)S_{\text{St}} - ig_{BS}B^*_{\text{St}} - i\frac{\Omega_R}{2}A_{\text{St}}$$

где эффективные параметры $\omega_{\text{A,eff}}$, $\omega_{\text{S,eff}}$, g_{BS} могут быть выражены через параметры системы. Эти уравнения описывают связанную систему резонатор-экситон-фонон.

Собственные значения этой системы исследованы аналитически [4]. При условии $\gamma_{\text{a}} \approx \gamma_{\text{v}} \approx \gamma_\sigma$ в системе может возникнуть особая точка третьего порядка, в которой сливаются три собственных значения и соответствующие им собственные векторы.

Численные расчеты показывают, что для параметров $\gamma_\sigma = \gamma_a = \gamma_{\text{v}} = 5\cdot10^{-3}$ эВ, $\omega_\sigma = 2.428$ эВ, $\omega_a = 2.4$ эВ, $\omega_{\text{v}} = 0.2$ эВ, $\omega_{\text{ext}} = 2.6$ эВ, $g = 0.2$ эВ, $\Omega_{\text{R}} = 0.08$ эВ, особая точка достигается при амплитуде накачки $\Omega \approx 0.32$ эВ.

При таких значениях параметров наблюдается слияние действительной и мнимой частей собственных значений и коллинеарность всех собственных векторов. Таким образом, разработанная модель демонстрирует возможность возникновения особой точки третьего порядка в гибридной оптомеханической системе «молекула-резонатор», что открывает перспективы управления оптическими свойствами на фундаментальном уровне [4].

Для исследования отклика системы добавляется слабое зондирующее поле частотой ω_{p}. В полный гамильтониан добавляется член $\frac{\hbar\Omega_p}{2}\left(\hat{a}e^{i\omega_p t}+\hat{a}^{\dagger}e^{-i\omega_p t}\right)$. Уравнения для операторов модифицируются путем добавления члена $-i\frac{\Omega_{\text{p}}}{2}e^{-i\omega_{\text{p}}t}$ в уравнение для $\hat{a}$. Численный спектр системы находится путем решения уравнений для различных ω_{p}, выполнения преобразования Фурье оператора $\hat{a}(t)$ и выделения составляющей на частоте ω_{p}. Аналитический спектр получается из линеаризованной системы уравнений. Такое поведение согласуется с анализом мнимых частей собственных значений, определяющих затухание моды.

Анализ собственных векторов эффективного гамильтониана позволяет идентифицировать тип генерируемых составных квазичастиц в зависимости от параметров накачки (ω_{ext}, Ω) [4]. Критерии основаны на вкладе компонент ($\hat{a}$, $\hat{\sigma}$, $\hat{b}$) в собственный вектор с положительной мнимой частью собственного значения. Область генерации тройной квазичастицы расположена вблизи особой точки третьего порядка. Таким образом, варьируя частоту и интенсивность накачки, можно возбуждать различные типы гибридных квазичастиц в системе «молекула-резонатор».

Исследования выполнены за счет гранта Фонда развития теоретической физики и математики «Базис» № 23-1-5-93-1.

Литература

[1] M.O. Scully, M.S. Zubairy et al, *Quantum optics, Cambridge University Press*, 630 (1997)
[2] H.J. Carmichael, *Statistical methods in quantum optics 1: master equations and Fokker-Planck equations, Springer Science \& Business Media*, 365 (1999)
[3] H.P. Breuer, F. Petruccione et al, *The theory of open quantum systems, Oxford University Press*, 648 (2002)
[4] E.A. Tereshchenkov, A.A. Zyablovsky et al, *Optics Letters*, **50**, 7175-7178 (2025)

Экспериментальная схема передачи мультиплексированного по орбитальному угловому моменту сигнала системой когерентного сложения лучей

В.П. Аксенов[1], О.В. Богданов[2], В.В. Дудоров[1], В.А. Кагадей[3], П.О. Казинский[2], В.В. Колосов[1], П.С. Королев[2], Г.Ю. Лазаренко[2], М.Е. Левицкий[1], В.А. Рякин[2]

[1]Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН 634055, г. Томск
[2]Национальный исследовательский Томский государственный университет, г. Томск
[3]АО «НПП «Радар ммс», г. Санкт-Петербург

**E-mail: kvv@iao.ru*

DOI:10.31868/RFL2026.243-244

Для связи в оптическом диапазоне обычно задействованы четыре степени свободы электромагнитной волны: амплитуда, фаза, частота и поляризация. Дальнейшее увеличение пропускной способности беспроводных линий связи возможно при применении пятой степени свободы – орбитального углового момента (ОУМ) волны. Предлагаемый оригинальный метод мультиплексирования по ОУМ является развитием схемы мультиплексирования информационного сигнала с помощью ОУМ канала связи в радиодиапазоне [1, 2]. В [3] представлена концептуальная схема системы, реализующая один из возможных вариантов метода. В работе рассмотрена реализация передачи сигнала, мультиплексированного по величине ОУМ, с применением технологии фазированной антенной решетки (ФАР) в оптическом диапазоне. Мультиплексирование выполняется на основе Фурье-преобразования информационного сигнала (байта), и при этом наряду с фазовой модуляцией дополнительно используется амплитудная. Скорость передачи одного байта информации ограничена временем отклика модуляторов, которое в настоящее время составляет величину порядка 10^{-11} с.

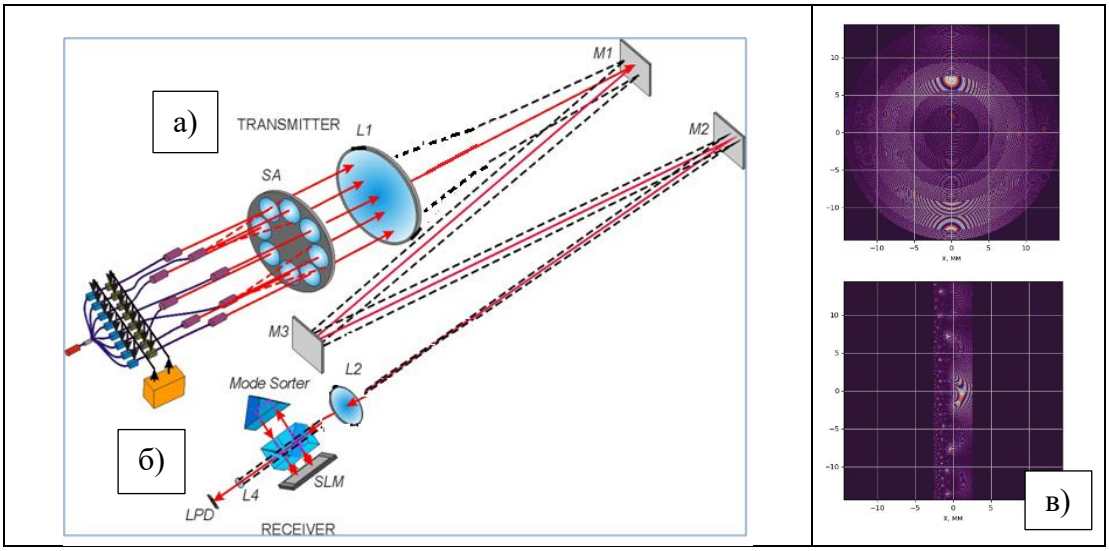


Рис. 1. Экспериментальная схема системы мультиплексирования – демультиплексирования ОУМ-мод: а) передатчик – мультиплексор, б) приемник – дешифратор, в) распределения фазы на *SLM*-зеркале

На Рис. 1 представлена схема установки для экспериментальной демонстрации работоспособности предлагаемого метода мультиплексирования оптического излучения по ОУМ. Передатчик (TRANSMITTER) представляет собой типичную схему когерентного сложения для восьми каналов излучения, формирующих синтезированную апертуру (*SA*). Телескопическая система (*L1, M1, M2, M3, L2*) суммирует излучение на входе в сортировщик (*Mode Sorter*), содержащий пространственный модулятор света (*SLM*), и осуществляющий пространственное разделение ОУМ-мод на линейной матрице фотоприемников (*LPD*).

Теоретическое обоснование работоспособности метода представлено в [3]. Мультиплексированное поле, падающее на линзу *L*2 представляется в виде:

$$U(z,k_\perp,\varphi)=F_{0S}(k_\perp,\varphi)u_p\left(z,k_\perp z/k\right)\sum_{n=0}^{N-1}V_n\exp\left[-ik_\perp R\cos(\varphi-\theta_n)\right], \qquad (1)$$

где F_{0S} – спектр субпучка, $u_p\left(z,\mathbf{r}\right)=i2\pi k/z\exp\left(ikz+ik\mathbf{r}^2/2z\right)$, $V_n=A_{Vn}\exp(i\varphi_{Vn})$ - управляющие сигналы, которые определяются как дискретное преобразование Фурье вектора от информационного сигнал $G_l = A_{Gl}\exp(i\varphi_l)$. Демультиплексирование – разделение поля (1) на *N* составляющих, подчинено выражению (2) для разложения поля по вихревым модам (S_m - амплитуды и $C_m(z)$ - мощности мод):

$$S_m\left(z,r\right)=\frac{1}{\sqrt{2\pi}}\int_0^{2\pi}d\varphi\exp\left(-im\varphi\right)U(z,r,\varphi),\qquad C_m\left(z\right)=\int_0^{\infty}r\left|S_m\left(z,\mathbf{r}\right)\right|^2dr \qquad (2)$$

На Рис.2 представлены результаты численного моделирования распространения излучения в такой схеме, при передаче сигнала, соответствующего байту byte=45.

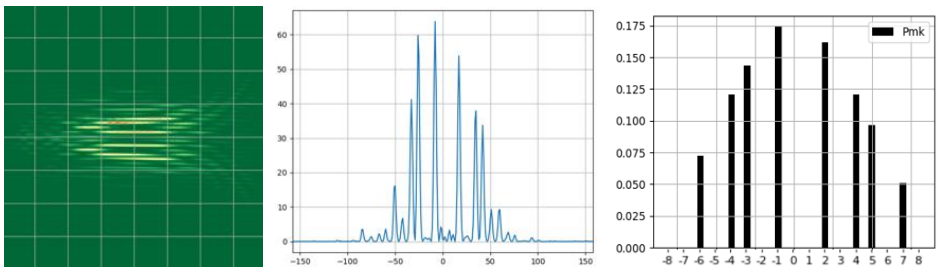


Рис. 2. Численное моделирование передачи сигнала, соответствующему байту byte=45: распределение интенсивности излучения на *LPD* (слева), вертикальное распределение мощности излучения после интегрирования интенсивности по горизонтальным рядам пикселей (в центре), теоретическое распределение мощностей мод ОУМ.

Хорошее согласие численных и теоретических результатов указывает на работоспособность предложенной схемы эксперимента.

Литература

[1] Z. Li, F. Qu, Y. Wei et al, *Sci. Rep.* **10**, 5216-1–5216-11 (2020)
[2] Papathanasopoulos A., Rahmat-Samii Y. *Electromagnetic Vortices: Wave Phenomena and Engineering Applications*. Hoboken: Wiley. Book Editors: Zhi Hao Jiang, Douglas H. Werner. 3–32 (2022)
[3] V.P. Aksenov, V.V. Dudorov, M.E. Levitsky et al, *Appl. Optics*. **64**, 10691-10700 (2025)

Современная инфракрасная термография в биомедицине

Б.Г. Вайнер[1,2,*]

[1] *Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН*
[2] *Новосибирский государственный университет*
[*] *E-mail: boris-stmt@yandex.ru*

DOI:10.31868/RFL2026.245-246

Метод инфракрасной (ИК) термографии, традиционно называемый также тепловидением, претерпел за последние десятилетия значительные изменения, обусловленные, прежде всего, совершенствованием его технического оснащения и программного обеспечения. Если раньше основным преимуществом этого метода считалось получение возможности визуализировать невидимые глазу тепловые изображения, то к настоящему моменту ИК термография превратилась в полноценный количественный инструмент исследований, проводимых во многих научно-технических и хозяйственных сферах деятельности человека.

Начиная с середины 1900-х годов, одним из подобных приложений тепловидения служит медицина. За продолжительную историю развития в этой области тепловизионному методу пришлось испытать как взлеты, так и падения. К сожалению, последние “настроили” многих врачей против ИК термографии, и сегодня тепловизор удается встретить далеко не в каждой клинике.

Однако, ни один исследователь не может отрицать, что лишь тепловидение предоставляет биомедицинской диагностике возможность регистрировать с высоким пространственным разрешением (миллиметры) за сотые доли секунды распределение температуры на всей (при необходимости) поверхности тела. Причем провести такие измерения удается с точностью до сотых долей градуса, что позволяет выявлять тончайшие нюансы, связанные с протеканием биологических процессов в организме людей и других млекопитающих.

В представленном докладе приведены наиболее интересные результаты научных исследований биомедицинского направления, полученные автором в Институте физики полупроводников им. А.В.Ржанова СО РАН. Основной целью этих работ служило развитие и апробация новых биофизических методов, основанных на применении матричного тепловидения последнего поколения. В докладе наглядно продемонстрировано, что современные подходы в ИК термографии не ограничиваются сегодня анализом отдельных температурных портретов (термограмм), на основе чего строилось тепловидение на этапе его зарождения. Выявление в реальном масштабе времени и количественный анализ динамики температурных изменений при протекании физиологических процессов в организме человека и животных дает новую информацию, которую удается получить лишь с применением современного тепловизионного метода исследований.

В том числе, показано, как с помощью современной ИК термографии возможно с высокой точностью изучать динамику легочного дыхания у людей и животных [1, 2], как реагирует человек на разнообразные внешние интервентные воздействия, оказываемые на его организм – локальный нагрев и ограничение кровотока в конечности, задержка дыхания, дыхание с частотой, принудительно заданной метрономом, физическая нагрузка и др.

Обосновано, что одновременно с использованием возможностей ИК термографии целесообразно извлекать, а затем совместно анализировать динамические характеристики, синхронно зарегистрированные с помощью другой диагностиче-

ской аппаратуры (измерение электрокардиограмм, определение скорости пульсовой волны и др.). В таких комбинированных исследованиях выявляются интересные закономерности, ранее не описанные в литературе.

Помимо свежеполученных результатов, обзорный доклад проиллюстрирован оригинальными материалами биомедицинской тематики, опубликованными при участии автора за последний период времени [3-6 и др.]

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования РФ, тема № FWGW-2025-0014.

Литература

[1] B.G. Vainer, *Ann. Biomed. Eng.* **46**, 960-971 (2018)
[2] Б.Г. Вайнер, *Вестник ТОГУ* **1**, 13-22 (2026)
[3] B.G. Vainer, V.V. Morozov, *Physics Procedia* **86**, 81-85 (2017)
[4] D.G. Moreira, J.T. Costello et al, *J. Therm. Biol.* **69**, 155-162 (2017)
[5] B.G. Vainer, *Physiol. Meas.* **44**, 015004 (2023)
[6] Б.Г. Вайнер, *Прикл. фотоника* **11**, 5-21 (2024)

Оглавление

Программа семинара 1

А. Буфетов, А.В. Гладышев. Газоразрядные волоконные лазеры: достижения и перспективы 14

И.А. Лобач. Самосканирующие волоконные лазеры: вчера, сегодня, завтра 16

И.В. Обронов. Достижения в разработке современных промышленных лазеров и технологий для развивающихся сегментов экономики 18

Д.А. Летов, А.А. Колегов. Подавление вынужденного комбинационного рассеяния методом двухволновой генерации в волоконном одномодовом лазере мощностью 4 кВт 19

В.В. Колташев, М.В. Суханов, Б.И. Галаган, Б.И. Денкер, С.Е. Сверчков, Е.Н, Лашманов, А.П. Вельмужов, В.Г. Плотниченко. 5-6 мкм лазеры на активированных редкоземельными ионами халькогенидных световодах. 21

С.П. Никитин, М.Т. Семкив, А.А. Кондаков, Г.Ю. Иванов, А.Ю. Данилов, О.Е. Наний, В.Н. Трещиков. О влиянии терморефрактивного шума на волоконные лазеры и сравнение их с шумами SIL диодных лазеров 23

K. Stefanska, V. Cecconi, K. Krupa, L. Zhou, J.A. Alvarez-Chavez, S.G. Murdoch, F. Mangini1, S. Wabnitz. Observation of spatiotemporal mode-locking transitions in a multimode fiber laser 25

A. Kumar, A. Sharma. Bragg grating sensor in etched few-mode fibers 27

А.А. Фотиади, И.С. Паняев, П.А. Итрин, Д. А.Коробко, В.П. Драчев, А.В. Иванов, М.А. Ладугин, П.И. Лазаренко, В.В. Ковалюк, А.И. Абанин, Д.А. Горелов, Е.П. Кицюк, В.В. Светухин. Волоконные лазерные конфигурации с захватом частоты для задач радиофотоники 29

Е.К. Михайлов, М.Ю. Коптев, А.Е. Левченко, В.В. Вельмискин, Т.С. Заушицына, Д.С. Липатов, А.К. Сенаторов, А.Е. Запрялов, М.М. Бубнов, М.Е. Лихачев/ Усиление чирпированных импульсов в конусных волоконных световодах, легированных иттербием 31

Э.М. Гафуров, С.А. Филатова, В.А. Камынин, Д.А. Гурьев, Ю.Г. Гладуш, Д.В.Красников, А.Г. Насибулин, В.Б. Цветков. Влияние температуры и мощности накачки на поляризацию излучения волоконного гольмиевого лазера с синхронизацией мод на основе ОУНТ 34

Г.В. Тертышникова, Д.А. Коробко, В.А. Рибенек, П.А. Итрин, М.Ю. Салганский, А.А. Сысолятин, А.А. Фотиади. Полностью волоконный фемтосекундный лазер с длиной волны 1600 нм и настраиваемой частотой следования импульсов в диапазоне нескольких ГГц 36

А.С. Абрамов, В.А. Лапин, П.П. Миронов. Распространение оптических импульсов в световодах с осциллирующей дисперсией групповых скоростей 38

Д.А. Художиткова, А.В. Иваненко, С.В. Смирнов, А.А. Рыбак, Н. Идырысов, А.Е. Беднякова. Анализ режимов генерации волоконного лазера на основе полупроводникового усилителя с использованием алгоритмов машинного обучения 40

А.А. Кривоносов, Н.Р. Поддубровский, Е.В. Подивилов, И.А. Лобач, С.И. Каблуков. Гармоническая синхронизация мод с модуляцией добротности в самосканирующем волоконном лазере 42

Н. Бочкарев, М.Д. Гервазиев, Д.С. Харенко, А.Ю. Колесникова, Е.В. Подивилов, С.А. Бабин. Пространственная динамика при распространении фемтосекундных импульсов в семисердцевинном волокне со слабой связью 44

А.Ю. Ткаченко, И.А. Лобач, С.И. Каблуков. Волоконный иттербиевый лазер с вибросканированием частоты 46

Д.П. Судас, П.И. Кузнецов. Создание нанопокрытий пассивных модуляторов добротности для кольцевых волоконных лазеров с контролем параметров в реальном времени 48

М.М. Яковленко, И.В. Обронов, И.А. Ларионов, Н.Н. Евтихиев. Исследование усиления импульсного излучения с длиной волны 1064 нм в активном Yb волокне переменного диаметра, накачиваемом непрерывным волоконным лазером с длиной волны 1007 нм 50

И.А. Волков, А.В. Судьин, Н.А. Юдин, С.Н. Ушаков, К.Н. Нищев. Генерация импульсов с широким оптическим спектром в волоконном лазере с пассивной синхронизацией мод в конфигурации резонатора с двумя кольцами 52

Н.А. Юдин, И.А. Волков, А.В. Дмитриев, К.Н. Нищев, А.А. Пыненков, М.А.Усламина, С.Н. Ушаков. Исследование спектрально-люминесцентных и оптических характеристик боросиликатных стекол, активированных ионами Yb3+ 54

В.А. Разуков, Л.А. Мельников, П.В. Купцов. Построение ляпуновских схем кольцевых волоконных резонаторов 56

С.В. Ларин, А.А. Гагарин, М.М. Яковленко Контроль уширения линии при усилении излучения в волоконных поляризованных усилителях для получения высокоэффективной генерации второй гармоники 58

В.М. Локонов, А.И. Баранов. Исследование изгибных потерь для низших мод в двулучепреломляющих волокнах типа PANDA 60

А.А. Щелкунов, И.В. Обронов. Методика определения оптических параметров полимеров, применяемых в производстве волоконных лазеров 62

А.А. Коновалов, С.М. Дубровских, О.В. Ткачев, Ю.О. Шаронова, И.С. Азанова, Д.В. Хисамов. Влияние температуры на радиационную чувствительность оптических волокон 64

Е.В. Нифонтова, А.С. Вахрушев, А.В. Перминов, И.С. Азанова. Исследование влияния ионизирующего излучения на характеристики эрбиевого волоконного лазера с сохранением поляризации 66

А.Ю. Остапив, К.В. Зотов, Н.В. Терещенко, А.В. Коняшкин. Эволюция кривых фазового синхронизма в процессе оптического полинга 68

Я.Л. Поздняк, А.В. Дорофеенко, А.С. Шикин, А.П. Базакуца, О.В.Бутов. Поляризационные свойства резонаторов волоконных РОС-лазеров сформированных методом поточечной записи 70

Д.К. Высоких, Я.Л. Поздняк, А.С. Шикин, А.В. Дорофеенко, О.В. Бутов. Особенности генерации волоконных РОСлазеров с двумя π-шифтами в структуре резонатора 72

И.С. Паняев, П.А. Итрин, Д.П. Качалкин, М.В. Прибылов, А.И.Абанин, Д.А. Коробко, А.А. Фотиади. Исследование двойного резонанса и генерации ВРМБ в кольцевом волоконном резонаторе с сохранением поляризации 74

И.С. Чеховской, О.С. Сидельников, Д.С. Харенко, А.А. Редюк. Метод линий высокого порядка для моделирования нестационарной динамики встречных волн в волоконных лазерных системах 76

Г.А. Патрин, И.С. Чеховской. Численный алгоритм для расчёта многосердцевинных световодов с флуктуациями коэффициента преломления с учётом насыщения усиления 78

О.С. Сидельников, Е.В. Подивилов, С.А. Бабин, М.П. Федорук. Численное моделирование усиления сигнала в многомодовом градиентном волокне с продольным увеличением диаметра сердцевины 80

А.Г. Кузнецов, С.А. Бабин. Усиление излучения 7-сердцевинного волоконного лазера с помощью многомодового тейперированного градиентного световода 82

А.А. Сурин, В.П. Суровцева, Я.Д. Райков. Мощный >1 кВт непрерывный волоконный линейно-поляризованный лазер на 1072нм узкополосного излучения 84

С.С. Алешкина, Д.А.Давыдов, В.В.Вельмискин, Е.К.Михайлов, А.С.Лобанов, М.В. Яшков, Д.С. Липатов, Д.В. Пржиялковский, О.В. Бутов, М.Е. Лихачев. Nd-полностью волоконный лазер с длиной волны генерации короче 900 нм 86

В.М. Волоси, А.В. Иваненко, Л.В. Кулик, И.А. Молчанов, С.И. Трашкеев, Д.С. Харенко, М.Н. Хомяков. Генерация третьей гармоники в полимере F8T2 с накачкой диссипативными ВКР-солитонами 88

Е.К. Каширина, И.А. Лобач, С.И. Каблуков. Узкополосная селекция в активном волоконном кольцевом зеркале со стоячей волной в эрбиевом волоконном лазере 90

М.И. Скворцов, В.С. Терентьев, С.Р. Абдуллина, В.А. Симонов, Х.А Ризк, К.В. Колосова, Е.В. Голиков. Спектральный коллапс в гибридной схеме на основе сферического микрорезонатора и волоконного РБО-лазера с протяженным резонатором 92

В.С. Терентьев, В.А. Симонов. Расчет параметров интегрально-оптического датчика показателя преломления на основе наклонного ОИ в схеме Кречмана 94

П.А. Итрин, И.С. Паняев, Д.А. Коробко, А.С. Гемузов, А.Е. Беднякова, А.А. Фотиади. Влияние шумов драйвера на стабильность узкополосной генерации РОС-лазера в режиме самозахвата частоты внешним волоконным резонатором 96

А.Д. Новиков, И.Д. Ватник. Оптоакустическая частотная гребенка в микрорезонаторе мод шепчущей галереи на основе оптоволокна 98

Д.А. Коробко, В.А. Рибенек, П.А. Итрин, Г.В. Тертышникова, А.А.Фотиади. Механизмы стабилизации солитонных волоконных лазеров с гармонической синхронизацией мод 101

А.Д. Зверев, В.А. Камынин, Д.А. Гурьев, Т.В. Долматов, В.Б. Цветков. Волоконные источники пакетов пикосекундных импульсов с гигагерцовой набивкой 103

В.А. Рибенек, Д.А. Коробко, А.А. Фотиади. Управление солитонными молекулами в волоконном РМ-лазере с помощью внешней инжекции непрерывного узкополосного излучения 105

Н. Идырысов, А.А. Рыбак, А.В. Иваненко, С.В. Смирнов, А.Е. Беднякова, Д.А. Художиткова. Перестройка длины волны и частоты повторения импульсов в волоконном лазере на основе полупроводникового оптического усилителя с неустойчивостью усиления 107

А.А. Кривоносов, Н.Р. Поддубровский, Е.В. Подивилов, И.А. Лобач, С.И. Каблуков. Новый класс волоконных самосканирующих лазеров с синхронизацией продольных мод 109

А.И. Лобанов, А.В. Ширманкин, В.А. Камынин, С.А. Филатова, Ю.Г. Гладуш, Д.В. Красников, А.Г. Насибулин, В.Б. Цветков. Перестраиваемый тулиевый лазер ультракоротких импульсов с внутрирезонаторным фильтром на основе конического волокна 111

Е.Д.Маслова, И.В. Обронов, Н.Н. Евтихиев. Синхронизация частоты массива волоконных лазеров с пассивной модуляцией добротности и усиления внешним затравочным излучением 113

М.Д. Гервазиев, А.А. Ревякин, Н.Бочкарев, А.Г. Кузнецов, В.А. Симонов, В.С. Терентьев, А.В. Достовалов, Д.С. Харенко, С.А. Бабин. Методы контроля и анализа модового состава при исследовании эффектов в системах на основе многомодовых оптических световодов 116

А.А. Сурин, Н.Д. Магницкий, А.А. Борминцев, Т.А. Насыбуллин, А.С. Назаров, А.В. Холодков. Мощный (до 30 Вт) ВКР усилитель непрерывного одночастотного линейно-поляризованного сигнала на 1310 нм от полупроводникового задающего DFB лазера на основе волокна с подавлением ВРМБ 118

А.А. Сурин, Д.А. Алексеев, А. А. Борминцев, Н.Д. Магницкий, В.П. Суровцева. Непрерывный одночастотный зелёный лазер на 532 нм мощностью 5 Вт 120

Н.С. Королев, А.Ю. Остапив. Влияние формы импульсов излучения накачки и затравки на параметрическую генерацию в двухкаскадном ниобате лития с регулярной доменной структурой 122

Е.А. Евменова, К.В. Колосова, Е.К. Каширина, А.В. Достовалов, С.И. Каблуков. Генерация второй гармоники излучения волоконного лазера в кристалле PPLN на длине волны 489 нм в частично связанном резонаторе 124

И.В. Панюков, Е.С. Андрианов. Стокс-антистокс корреляции рамановского света при его распространении в оптическом волокне 126

А.А. Зябловский, А. Р. Мухамедянов, Е. С. Андрианов. Генератор случайных чисел на основе Бриллюэновского лазера с жестким режимом возбуждения генерации 127

Ю. Гладуш, Т. Горшков, А. Нетрусова, Н. Дмитриев, Д. Чермошенцев, И. Биленко, А. Насибулин. Оптическая гребенка на волоконном лазере с вложенным интегральным микрорезонатором с нормальной дисперсией 130

А.С. Смирнов, Д.С. Земцов, А.К. Земцова, К.Н. Гарбузов, С.С. Косолобов, В.П. Драчев. Перестраиваемый микроволновый генератор на основе оптического микрокольцевого резонатора 132

А.А. Гелаш. Новые когерентные состояния в одиночных и связанных микрорезонаторах 133

И.И. Рябцев, И.И. Бетеров, Н.Н. Безуглов, Е.А. Якшина, С.А. Спирин, Г. Сулиман, А.К. Сологуб, А.М. Миннигалиев, В.В. Громыко, П.И. Бетлени, Д.Б. Третьяков, В.М. Энтин. Трехфотонное лазерное возбуждение одиночных атомов Rb в ридберговские состояния для применений в квантовой информатике 134

А.Ю. Колесникова, М.Д.Гервазиев, А.Г. Кузнецо, А.В. Достовалов, Н.В. Бочкарев, Д.С. Харенко, Е. В. Подивилов, С.А. Бабин. Новые нелинейные эффекты в многосердцевинном волокне 136

А.Б. Кузнецов, А.В. Достовало, В.С. Терентьев, В.С. Симонов, Д.И Щербаков, М.И.Косачев. Системы мониторинга авиационных конструкций на основе волоконно-оптических датчиков 138

В.С. Царев, А.Д. Прямико, Г.К.Алагашев, А.Е.Левченко, И.С.Глебов, А.Г.Охримчук. Одноимпульсная лазерная запись двулучепреломляющего вокселя в кварцевом стекле для пятимерной оптической памяти 140

И.А. Попов, Д.Е Артемов, А.А. Кондаков, В.Н. Трещиков. Влияние локального Джоулевого нагрева на параметры микрокольцевых резонаторов 143

М.Т. Семкив, Д.Е. Артемов, А.А. Кондаков, С.П. Никитин, В.Н. Трещиков. Зависимость шума частоты полупроводникового лазера от тока накачки в режиме затягивания на микрокольцевой резонатор 145

Д.Д. Салимгареев, А.Е. Львов, П.В. Пестерева, Е.Ю. Кабыкина, Л.В. Жукова. Разработка технологии выращивания монокристаллов галогенидов металлов для изготовления инфракрасных волокон 147

В.Е. Федяй, А. Симанчук, К. Окотруб, П. Лазаренко, А. Якубов, А. Кучмижак, С.А. Бабин, А.В. Достовалов. Исследование режимов формирования ЛИППС на пленках халькогенидных фазопеременных материалов фс лазерным излучением 149

К.А. Цирульникова, Д.Н. Катасонов. Автоматизация процесса настройки задержек включения и выключения лазерного излучения в системах лазерной микрообработки. 151

К.А. Цирульникова, Д.Н. Катасонов. Исследование влияния характеристик изображений на сложность сцены и эффективность обучающей выборки 153

М.С. Мытарев, А.А. Коновалов, С.С. Мокрушин, О.В. Ткачёв, С.М. Дубровских, С. В. Новикова, М.А. Борщевский. Изменение показателя преломления оптоволокна под действием импульсов электронов с длительностью порядка десятков наносекунд 155

В.С. Вазюля, К.А.Беклемышева, А.Н. Дорожкин, О.Е. Наний, В.Н. Трещиков. Моделирование рефлектограмм для диагностики волоконно-оптических линий 158

Р.В. Дробышев, В.А. Лёшин, Р.М. Аветисян, И.А. Лобач. Характеризация волоконных линий методом некогерентной рефлектометрии частотной области 160

Д.Ю. Кузнецова, В.А. Вагин, Г.Л. Даниелян, П.А. Саенко. Оптоволоконные зонды рефлексного типа для диагностики и лечения кожных заболеваний 162

А.С. Кучьянов, П.А. Чубаков, В.А. Сорокин, А.А. Аполонский. Быстрый сенсор малой влажности с большим динамическим диапазоном 164

М.Е. Левицкий, В.В. Колосов, В.В. Дудоров. Синхронизация фаз в решетке волоконных лазеров для высокоскоростной передачи данных 166

И.А. Васева, С.Б. Медведев, О.В.Штырина, М.П.Федорук. Эволюция нелинейного спектра для установившихся решений уравнений типа Гинзбурга-Ландау 168

И.С. Чеховской, С.Б. Медведев, И.А. Васева, М.П. Федорук. Быстрые схемы восьмого порядка точности для решения прямой задачи Захарова-Шабата 170

С.М. Герасимов, И.С. Чеховской. Адаптивный алгоритм выбора размера шага в методе отслеживания разрывов аргумента для нахождения дискретного спектра задачи Захарова-Шабата 172

В.А. Порошков, О.С. Сидельников, М.П. Федорук. Анализ эффективности компенсации нелинейных искажений сигнала передовыми архитектурами нейронных сетей в оптических линиях связи 174

Е. Г. Шапиро. Оценка нелинейного фазового набега в когерентных линиях связи 176

К. Д. Вахнюк, Р. З. Ибрагимов, А. Ф. Иванов, А. Р. Салеев, И.М. Симонов, К. А. Яковлев, М. А. Ярыгин. Квантовое распределение ключей в когерентных сетях с плотным спектральным уплотнением каналов 178

А.Е. Чернявский. Схемы повышенного порядка для прямой задачи рассеяния, ассоциированной с нелинейным уравнением Шрёдингера 180

И.И. Муллядженов, С.В. Дремов, А.А. Гелаш. Решение прямой задачи рассеяния для темных солитонов 182

Д.И. Костина, А.С. Баймуратов. Поглощение света двухслойным полупроводником CrSBr 184

S. Oryskhan, D. Tosi. Development and Characterization of a Smartphone-Based Fiber Optic Biosensor for Rapid Biological Detection 185

A. Almukhanova, D. Tosi. Image Processing and Machine Learning Approaches for Biological Detection Under Non-Uniform Lighting Conditions 187

Б.Н. Нюшков, И.Л. Новиков, Н.Н. Головин, К.Н. Савинов, В.С. Болдырев, А.К.Дмитриев, И.И. Корель, А.Г. Вострецов. Исследование волоконных элементов и лазеров при криогенных температурах до 4K 190

А.С. Гемузов, П.А. Итри, И.С. Паняев, Д.А. Коробко, А.А. Редюк, А.А. Фотиади, М.П. Федорук, А.Е. Беднякова. Применение методов обучения с подкреплением для стабилизации генерации РОС-лазера с внешним волоконным резонатором в режиме самозахвата частоты 192

Н.А. Макарова, И.Д. Ватник. Создание активных эрбиевых цилиндрических микрорезонаторов на поверхности оптических волокон 194

А.С. Абрамов, Д.А. Коробко, А.А. Фотиади. Нелинейная компрессия ультракоротких импульсов в фотонно-интегральных SiNсхемах с секцией фазового согласования 196

Д.В. Горелов, С.С. Генералов, В.В. Амеличев, В.В. Светухин, А.С. Кадочкин. Исследование оптических логических вентилей на основе волноводных структур из нитрида кремния 198

В.С. Носовец, И.Д. Приходько. Радиационные эффекты в гетероструктурах с квантовыми ямами на основе GaAs 200

А.А. Южакова, И.В. Южаков, С.Е. Барыкина, Е.Ю. Кабыкина, Л.В. Жукова. Радиационно-стойкие инфракрасные световоды на основе галогенидсеребряных монокристаллов 202

Р.И. Куц, Д.А. Белоусов, В.П. Корольков. Новые технологические возможности при прямой лазерной записи на пленках Si/Cr для синтеза дифракционных оптических элементов 204

А.П. Базакуца, А.Б. Гомзин, О.В. Бутов. Методы управления поляризационными свойствами фемтосекундных ВБР 206

Ж.Э. Мункуева, П.А. Елизарова, Д.А. Раднатаров, А.В. Достовалов. Фемтосекундная лазерная запись с помощью структурированного света 208

А. Кохановский, В. Симонов, Ж. Мункуева, А. Доставалов Реконструкция свойств материала по разреженным измерениям ВБР с помощью физически-информированных нейронных сетей 210

О.Н. Егорова, С.Г. Журавлев, В.В. Вельмискин, К.П. Карпов, М.В. Елисов, А.Д. Прямиков, В.М. Машинский, С.Л. Семенов. Датчик температуры на основе внутриволоконных интерферометров и эффекта Вернье 212

A.A. Antropov, T.V. Zharnikov, D.I. Sabitov, M. Arsalan, A. Alaithan. Distributed Rayleigh Trace Simulation in PyOFSS for a Simplified OTDR Model 214

Л.Д. Завалишина, А.А. Маркварт, Л.Б. Лиокумович, Н.А. Ушаков. Измерение уровня жидкости при помощи межмодового волоконно-оптического интерферометра на основе SNS-структуры 216

А.В. Бурдин, А.О. Нижгородов, Д.Д. Чижин, Е.С. Евтушенко, А.А.Беляев, С.С. Пашин, Е.В. Тер-Нерсесянц, К.В. Дукельский, Г.С. Полищук. Экспериментальная передача трафика IEEE 802.3z/ae по кварцевому микроструктурированному оптическому волокну на расстояние 110 м 218

Е.И. Шевелев, А.А. Редюк, О.С. Сидельников, В.Р. Данилко, М.П. Федорук. Компенсация нелинейных искажений в волоконно-оптических линиях связи на основе частотной декомпозиции широкополосного сигнала и машинного обучения 220

А.В. Варламов, П.М. Агрузов, И.В. Ильичев, М.В. Парфенов, А.В. Тронев, А.В. Шамрай Интегральный акустооптический модулятор и оптоэлектронные генераторы на его основе 223

Д.А. Шимловская, А.С. Смирнов, К.Н. Гарбузов, А.А. Сердобинцев, Д.С. Земцов, В.П. Драчев, С.С. Косолобов. Интегральный оптический усилитель на основе гибридной структуры кремний –оксид алюминия, диффузионно-легированный эрбием 226

И.А. Пшеничнюк. Фазовый пороговый преобразователь с низким энергопотреблением для интегральных фотонных схем и оптических вычислений 228

Д.И. Якубовский, М.С. Миронов, Т.А. Кочетков, Г.А. Ермолаев, Д.В. Грудинин, А.С. Славич, А.В. Арсенин, В.С. Волков. Синтез и перенос ультратонких металлических пленок для гибкой и прозрачной оптоэлектроники: от графена к двумерному металлу 230

С.В. Дремов, Р.И. Мулляджанов, А.А. Гелаш. От управления нелинейными сигналами к перспективным сенсорным системам: метод, основанный на спектральной задаче для солитонов 232

Н.А. Гиппиус. Метод резонансного подпространства для составных фотонно-крист.аллических систем 233

А.С. Баймуратов. Мезоскопическая реконструкция двумерных материалов 234

А.К. Сарычев, А.И. Иванов, Д.С. Коржов, М.С. Шестопалова, К.Н. Афанасьев, И.В. Быков, А.Ф. Смык, А.В. Шурыгин, В.О. Шендер, М.А. Лагарькова, К.Е. Мочалов. Идентификация единичных экзосом на плазмонной метаповерхности методом ГКР 236

Н.С. Салахова, С.А. Дьяков, А. Деменев, О. Клименко, Д. Шимловская, К.Гарбузов, С. Косолобов, В.Д. Кулаковский, В. Антонов, В. Драчев, Н.А. Гиппиус. Широкополосное диэлектрическое зеркало с сохранением спиральности света для хиральных резонаторов Фабри–Перо 238

А. Мухамедянов, А. А. Зябловский, Е.С. Андрианов. Использование бриллюэновских оптомеханических систем для фотонных нейронных сетей 240

В.А. Терещенков, А.А. Зябловский, Е.С. Андрианов. Формирование двух- и трехчастичных квазичастиц в управляемой оптомеханической системе 241

В.П. Аксенов, О.В. Богданов, В.В. Дудоров, В.А. Кагадей, П.О. Казинский, В.В. Колосов, П.С. Королев, Г.Ю. Лазаренко, М.Е. Левицкий, В.А. Рякин. Экспериментальная схема передачи мультиплексированного по орбитальному угловому моменту сигнала системой когерентного сложения лучей 243

Б.Г. Вайнер. Современная инфракрасная термография в биомедицине 245

МЕЖДУНАРОДНЫЙ СЕМИНАР
ПО ВОЛОКОННЫМ ЛАЗЕРАМ

2026