

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ НАУКИ
ФЕДЕРАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЦЕНТР
«ИНСТИТУТ ОБЩЕЙ ФИЗИКИ ИМ. А.М. ПРОХОРОВА
РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК»

На правах рукописи

ХЕГАЙ АЛЕКСАНДР МИХАЙЛОВИЧ

**ИМПУЛЬСНЫЕ ВИСМУТОВЫЕ ВОЛОКОННЫЕ ЛАЗЕРЫ,
ГЕНЕРИРУЮЩИЕ В ДИАПАЗОНЕ 1.25 - 1.75 МКМ**

01.04.21 – Лазерная физика

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
кандидат физико-математических наук
Мелькумов М.А.

Москва – 2020

ОГЛАВЛЕНИЕ

| | |
|---|-----------|
| Благодарности..... | 5 |
| Список используемых сокращений..... | 6 |
| Введение | 8 |
| Глава 1 Обзор литературы | 18 |
| 1.1 Люминесцентные свойства стеклообразных материалов с висмутом | 18 |
| 1.2 Висмутовые волоконные световоды | 23 |
| 1.2.1 Световоды из кварцевого стекла с висмутом без дополнительных легирующих добавок | 25 |
| 1.2.2 Германосиликатные световоды с висмутом..... | 26 |
| 1.2.3 Алюмосиликатные и фосфоросиликатные световоды с висмутом | 27 |
| 1.2.4 Непрерывные висмутовые лазеры..... | 30 |
| 1.2.5 Висмутовые усилители..... | 32 |
| 1.2.6 Поглощение из возбужденного состояния в висмутовых световодах.... | 33 |
| 1.3 Импульсные волоконные лазеры..... | 35 |
| 1.3.1 Синхронизация мод..... | 35 |
| 1.3.2 Одностенные углеродные нанотрубки..... | 37 |
| 1.3.3 Модуляция добротности..... | 40 |
| 1.3.4 Висмутовые импульсные лазеры..... | 42 |
| Выводы к главе 1 | 46 |
| Постановка задачи..... | 47 |
| Глава 2 Технология изготовления висмутовых световодов и методы их исследования | 48 |
| 2.1 Технология изготовления активных световодов | 48 |
| 2.2 Измерение спектров поглощения | 50 |

| | |
|--|-----------|
| 2.3 Изучение насыщения поглощения в активном световоде и ОУНТ | 51 |
| 2.4 Определение усиления в активном световоде | 52 |
| 2.5 Исследование характеристик импульсной генерации..... | 54 |
| Глава 3 Изучение оптических свойств световодов, легированных висмутом | 56 |
| 3.1 Фосфоросиликатные световоды с висмутом..... | 56 |
| 3.1.1 Поглощение в фосфоросиликатных световодах с висмутом..... | 56 |
| 3.1.2 Исследование влияния концентрации ВАЦ на оптическое усиление.... | 57 |
| 3.1.3 Насыщение поглощения в фосфоросиликатных световодах, легированных висмутом | 59 |
| 3.1.4 Усиление в фосфоросиликатных световодах с висмутом в зависимости от длины волны накачки..... | 63 |
| 3.2 Германосиликатные световоды с высоким содержанием GeO_2 | 65 |
| Выводы к главе 3 | 69 |
| Глава 4 Волоконные лазеры с пассивной синхронизацией мод..... | 71 |
| 4.1 Принцип работы нелинейного кольцевого зеркала..... | 71 |
| 4.2 Дисперсия в световодах..... | 75 |
| 4.3 Лазеры в форме восьмерки на фосфоросиликатном висмутовом световоде | 78 |
| 4.3.1 Лазер на основе NALM..... | 79 |
| 4.3.2 Лазер на основе NOLM..... | 83 |
| 4.3.3 Усиление и сжатие импульсов в области 1300 нм..... | 90 |
| 4.4 Лазер на высокогерманатном висмутовом световоде с синхронизацией мод в NALM | 95 |
| 4.4.1 Численное моделирование формирования импульсной генерации..... | 102 |
| 4.5 Висмутовый лазер УКИ в области 1.3 мкм на одностенных углеродных нанотрубках | 110 |

| | |
|---|------------|
| Выводы к главе 4..... | 120 |
| Глава 5 Импульсный лазер с модуляцией добротности..... | 123 |
| 5.1 Лазер с активной модуляцией добротности на фосфоросиликатном световоде, легированном висмутом | 123 |
| 5.1.1 Экспериментальная установка..... | 123 |
| 5.1.2 Экспериментальные результаты..... | 126 |
| 5.2 Оценка концентрации и поперечного распределения ВАЦ в фосфоросиликатных световодах с висмутом | 133 |
| 5.2.1 Определение радиального распределения ВАЦ по сечению световода | 138 |
| 5.2.2 Определение сечений поглощения ВАЦ-Р..... | 142 |
| Выводы к главе 5 | 143 |
| Заключение..... | 145 |
| Литература..... | 147 |

Благодарности

Автор выражает благодарность своему научному руководителю кандидату физико-математических наук Мелькумову Михаилу Александровичу за предложенную тематику данной научной работы, неоценимую помощь в исследованиях, при проведении экспериментов и анализе результатов, а также всестороннюю поддержку во всех возникавших научных вопросах и задачах.

Автор выражает искреннюю признательность дружному коллективу лаборатории волоконных лазеров и усилителей НЦВО РАН: Алышеву Сергею Владимировичу, Фирстову Сергею Владимировичу, Фирстовой Елене Георгиевне, Рюмкину Константину Евгеньевичу, Харахордину Александру Васильевичу и Ососкову Яну Жановичу за помощь в проведении экспериментов, ценные дискуссии и замечания. Автор признателен руководителю лаборатории технологии волоконных световодов ИХВВ РАН члену-корреспонденту РАН Гурьянову Алексею Николаевичу, и сотрудникам ИХВВ РАН Хопину Владимиру Федоровичу, Афанасьеву Федору Владимировичу, Лобанову Алексею Сергеевичу, Вечканову Николаю Николаевичу за изготовление заготовок и вытяжку световодов и Абрамову Алексею Николаевичу за измерение потерь в ряде световодов, а также сотруднику Сколковского института науки и технологий Гладушу Юрию Геннадиевичу, за предоставление образцов углеродных нанотрубок.

СПИСОК ИСПОЛЬЗУЕМЫХ СОКРАЩЕНИЙ

АКФ – автокорреляционная функция

АОМ – акустооптический модулятор

АЦП – аналого-цифровой преобразователь

БПФ – быстрое преобразование Фурье

ВАЦ – висмутовый активный центр

ВАЦ-Si (Ge, P, Al) - висмутовый активный центр, ассоциированный с кремнием (германием, фосфором, алюминием)

ВБР – волоконная брэгговская решетка

ВКР – вынужденное комбинационное рассеяние

ДС – диссипативный солитон

КП – контроллер поляризации

КПД – коэффициент полезного действия

ММ – многофотонная микроскопия

НУШ – нелинейное уравнение Шрёдингера

ПВС – поглощение из возбужденного состояния

ОКТ – оптическая когерентная томография

ОУНТ – одностенные углеродные нанотрубки

ПЗ – пропускание зеркала

УКИ – ультракороткий импульс

УСЭ – усиленная спонтанная эмиссия

УФ, ИК – ультрафиолетовый, инфракрасный

ФСМ – фазовая самомодуляция

ЭОМ – электрооптический модулятор

FC/APC (Ferrule Connector/Angled Physical Contact) – волоконно-оптический коннектор отполированный под углом

FWHM (Full Width at Half Maximum) – полная ширина на половине максимума

MCVD (Modified Chemical Vapor Deposition) – модифицированный метод химического осаждения из газовой фазы

NALM (Nonlinear Amplifying Loop Mirror) – нелинейное усиливающее кольцевое зеркало

NOLM (Nonlinear Optical Loop Mirror) – нелинейное оптическое кольцевое зеркало

ODC (Oxygen Deficiency Center) – кислородно-дефицитный центр

SESAM (Semiconductor Saturable Absorber Mirror) – полупроводниковый насыщаемый поглотитель, совмещенный с зеркалом

WDM (Wavelength Division Multiplexing) – спектральное уплотнение каналов

ВВЕДЕНИЕ

Первая удачная попытка создания волоконного лазера была предпринята Элиасом Снитцером в 1961, в качестве активной среды был использован световод, активированный ионами неодима [1]. По своей сути данный источник являлся миниатюризированной копией лазера на объемных элементах с использованием ламп вспышек в качестве накачки и серебряными зеркалами, напыленными на торцы световода. Отсутствие соответствующих источников накачки (надлежащей яркости) и высокий уровень фоновых потерь в световодах привели к тому, что данная работа не получила должного внимания. Значительного прогресса в сфере создания волоконных лазеров удалось добиться благодаря грандиозному прорыву в технологии изготовления световодов, позволившему снизить оптические потери в волокнах до единиц дБ/км. Последующее появление ярких лазерных диодов, которые стали использоваться в качестве источников накачки активной среды лазеров и усилителей способствовало дальнейшему прогрессу в волоконной оптике.

Современные волоконные лазеры могут легко конкурировать с объемными лазерными системами, а по ряду параметров даже превосходят источники на объемных элементах. К неоспоримым преимуществам волоконных устройств можно отнести компактность и относительно низкую себестоимость, а минимальные требования или вовсе отсутствие необходимости в юстировке значительно повышают удобство использования и надежность таких систем [2,3].

На данный момент наибольшее распространение получили волоконные лазеры на основе активных световодов, легированных редкоземельными элементами (Er, Yb, Tm, Ho, Nd, Pr). Использование перечисленных лазерных сред позволило создать множество разнообразных источников излучения, непрерывного и импульсного действия, мощность которых простирается от долей мВт до сотен кВт, а длительность излучения от сотен пс до десятков фс. Однако развитие науки, техники, медицины и телекоммуникаций выдвигают новые требования к волоконным лазерам, например, получение лазерной генерации в

области спектра, не охваченной устройствами на редкоземельных элементах. Так, яркий пример подобной ситуации имеется в сфере медицины. В данный момент, стремительно развиваются неинвазивные системы медицинской диагностики, основанные на использовании оптического излучения, среди которых наиболее распространены оптическая когерентная томография (ОКТ) и многофотонная микроскопия (ММ). Как показали многочисленные опыты, эффективность данных методик напрямую зависит от длины волны используемого излучения, так как живые ткани (например, человеческая кожа) характеризуются вполне определенным спектром поглощения, а для лучшей работы перечисленных методик требуется хорошее проникновение света вглубь ткани. В результате, так как основными составляющими кожного покрова живых существ являются вода, оксигемоглобин и меланин, в ближнем ИК диапазоне имеются своего рода окна прозрачности, наиболее подходящие для ОКТ и ММ, к которым можно отнести области вблизи 1,3 и 1,7 мкм. К сожалению, активные световоды, легированные редкоземельными элементами не способны обеспечить эффективную работу в указанных диапазонах. Появление световодов с висмутом позволит во многом решить проблемы подобного рода.

Волокна на основе кварцевого стекла, легированные висмутом, позволяют получать усиление и лазерную генерацию в ближней части ИК спектра, причем точные оптические свойства висмутовой среды существенным образом зависят от состава матрицы сердцевины световода. Таким образом, использование алюмосиликатных, фосфоросиликатных и германосиликатных волокон с висмутом позволяет получить оптическое усиление в широком спектральном диапазоне от 1,1 до 1,8 мкм. Состоятельность висмутовых волокон, как полноценной активной лазерной среды неоднократно подтверждалась рядом научных работ, в которых были продемонстрированы эффективные рабочие схемы непрерывных лазеров и усилителей с уровнем выходной мощности единицы или десятки ватт. Тем не менее, висмутовые волокна не лишены недостатков. Одной из основных проблем таких световодов является низкая рабочая концентрация висмута в активной среде ($<0,02$ ат. %), повышение

которой приводит к резкому падению эффективности за счет быстрого роста уровня ненасыщаемых потерь в образцах. В связи с этим, средняя длина активного световода в висмутовых устройствах, как правило, составляет десятки или даже сотни метров. Вероятно, именно этот факт стал основной причиной того, что в отличие от непрерывных висмутовых лазеров, его импульсные аналоги не были исследованы в должной мере, несмотря на большую научную и практическую ценность таких устройств. По сути, на момент начала работы по теме данной диссертации практически отсутствовали работы по висмутовым импульсным лазерам, как с синхронизацией мод, так и с модуляцией добротности, за исключением устройств на алюмосиликатных световодах. Исходя из представленного состояния дел, была сформирована цель данной работы.

Цель диссертационной работы

Исследование оптических свойств висмутовых световодов, как активной среды импульсных лазеров, и реализация на их основе волоконных лазеров с синхронизацией мод и модуляцией добротности.

Для достижения данной цели были поставлены следующие **задачи**:

1. Исследование оптических свойств фосфоросиликатных световодов с висмутом. Выбор оптимального состава стекла, наиболее подходящего для разработки импульсных источников излучения. Изучение особенностей радиального распределения висмутовых активных центров (ВАЦ) в сердцевине световодов. Определение концентрации и сечений переходов ВАЦ.

2. Разработка лазера на фосфоросиликатном световоде с висмутом, с синхронизацией мод в нелинейном кольцевом зеркале, а также изучение возможности эффективного усиления и компрессии импульсов на выходе из такого лазера.

3. Реализация импульсного лазера на высокогерманатном световоде с висмутом с пассивной синхронизацией мод. Моделирование установившегося режима импульсной генерации такого лазера.

4. Исследование режима пассивной синхронизации мод с помощью насыщаемого поглотителя на основе одностенных углеродных нанотрубок в лазере на фосфоросиликатном световоде, легированном висмутом.

5. Разработка импульсного лазера на фосфоросиликатном световоде с висмутом с модуляцией добротности с помощью акустооптического затвора. Определение предельной энергии импульса таких лазеров и механизмов, влияющих на этот предел.

Научная новизна

1. Разработаны фосфоросиликатные висмутовые световоды с параметрами, оптимизированными для использования в импульсных лазерах, в том числе активные волокна с максимальным достигнутым на данный момент усилением и сниженными ненасыщаемыми потерями.

2. Разработаны и созданы образцы висмутовых волоконных лазеров с пассивной синхронизацией мод с помощью нелинейного кольцевого зеркала и одностенных углеродных нанотрубок, генерирующих в области 1,3 и 1,7 мкм с выходной энергией ~20-30 нДж (после усилителя) и длительностью импульсов в диапазоне 8-18 пс.

3. Разработан и реализован лазер на основе фосфоросиликатного световода, легированного висмутом, с активной модуляцией добротности. Получена предельная энергия в импульсе для данных световодов (~ 11 мкДж) и определен механизм ограничения энергии. По полученным данным определена средняя по сечению сердцевины концентрация висмутовых активных центров в висмутовом световоде. Спектральным методом определено радиальное распределение висмутовых активных центров, ассоциированных с фосфором (ВАЦ-Р) в заготовке, и на основе этих измерений определен спектр сечения поглощения ВАЦ-Р.

Практическая значимость

Разработанные волоконные световоды, легированные висмутом, и реализованные на их основе импульсные лазеры, имеют широкий спектр потенциального применения. Данные импульсные источники могут быть

использованы в медицине в многофотонной микроскопии, а также в телекоммуникационных системах, рефлектометрии и устройствах детекции газа. Рассчитанные спектры сечений поглощения могут быть использованы при моделировании лазеров и усилителей на висмутовом световоде для оптимизации используемых схем.

Положения, выносимые на защиту:

1. Волоконные световоды с сердцевиной из фосфоросиликатного стекла, легированного висмутом, могут являться активной средой для волоконных лазеров с пассивной синхронизацией мод, достигаемой с помощью нелинейного кольцевого зеркала или одностенных углеродных нанотрубок, работающих в режиме генерации диссипативных солитонов пикосекундной длительности в области 1,3 мкм.

2. Импульсный лазер на основе высокогерманатного световода с висмутом может генерировать УКИ в диапазоне 1,7 мкм, работая в режиме пассивной синхронизации мод с использованием нелинейного кольцевого зеркала.

3. Режим активной модуляции добротности, реализованный в лазерах на основе фосфоросиликатных световодов с висмутом, позволяет генерировать импульсы длительностью порядка сотни нс в диапазоне 1,31-1,35 мкм с энергией в импульсе ~ 11 мкДж. Достигнутая энергия является предельной для данных световодов и определяется соотношением между величинами ненасыщаемых потерь и активного поглощения.

4. Сечения поглощения в фосфоросиликатных световодах с висмутом могут быть вычислены с использованием радиального распределения активных центров по сердцевине и предельно достижимых значений энергии импульса в лазерах на таких световодах.

Степень достоверности и апробация результатов

Достоверность полученных результатов, обоснованность научных положений и выводов обеспечивается применением отработанных методов исследования волоконных световодов, использованием современного научного

оборудования, сопоставлением данных, полученных различными методами, а также современными методами анализа и интерпретации экспериментальных результатов.

По материалам, вошедшим в диссертацию, были сделаны доклады на научных конференциях: 25nd Annual International Laser Physics Workshop, LASPHYS (Yerevan, Armenia, 2016); 7-й Российском семинаре по волоконным лазерам (Новосибирск, Россия, 2016); SPIE Photonics West 2017 (San Francisco, USA, 2017); 2nd International Conference on Phosphate Materials (Oxford, UK, 2017); Advanced Solid State Lasers, ASSL (Nagoya, Japan, 2017); Всероссийская конференция по волоконной оптике, ВКВО (Пермь, Россия, 2017); OSA Advanced Photonics Congress (Zurich, Switzerland, 2018), Advanced Solid State Lasers (Boston, USA, 2018), 28th Annual International Laser Physics Workshop, LASPHYS (Gyeongju, South Korea, 2019), Asia Communications and Photonics Conference (Chengdu, China, 2019). Также результаты работы неоднократно докладывались на внутренних семинарах и конкурсах молодых ученых НЦВО РАН.

Публикации

Результаты работы, изложенные в данной диссертационной работе, были опубликованы в 6 статьях рецензируемых журналов из перечня ВАК и в трудах 13 российских и международных конференций.

1. Melkumov M. A., **Khегай А. М.**, Myasnikov D. V., Dianov E. M. NOLM-based mode-locked bismuth doped fiber laser at 1.31 microns // Proc. of the 25th annual International Laser Physics Workshop (LPHYS'16), Erevan, 11-15 July, 2016.
2. **Хегай А. М.**, Мелькумов М. А., Мясников Д. В., Дианов Е. М. Висмутовый волоконный лазер УКИ на нелинейном оптическом кольцевом зеркале, работающий в области 1.3 микрона // Труды 7-го Российского семинара по волоконным лазерам (РСВЛ 2016), Новосибирск, 5-9 сентября, 2016, С. 95.
3. **Хегай А. М.**, Афанасьев Ф. В., Рюмкин К. Е., Фирстов С. В., Хопин В. Ф., Мясников Д. В., Мелькумов М. А., Дианов Е. М. Висмутовый волоконный пикосекундный лазер с длиной волны 1.3 мкм и синхронизацией мод на

нелинейном кольцевом зеркале // Квант. электрон. – 2016. – Т. 46. – №. 12. – С. 1077-1081.

4. **Khagai A. M.**, Melkumov M. A., Riumkin K. E., Khopin V. F., Afanasiev F. V., Myasnikov D. V., Dianov E. M. Figure-of-eight bismuth doped fiber laser operating at 1.3 microns in dissipative soliton regime // Proceedings of SPIE Vol. – 2017. – Vol. 10083. – P. 100830A-1.

5. **Khagai A. M.**, Melkumov M. A., Afanasiev F. V., Khopin V. F., Dianov E. M. Investigation of optical properties of short-lived luminescence centers in bismuth-doped phosphosilicate fibers // Proc. Borate&Phosphate Conference, Oxford, Great Britain, 24-28 July, 2017, P. 140.

6. **Khagai A.**, Melkumov M., Riumkin K., Khopin V., Guryanov A., and Dianov E. M. Mode-locked bismuth fiber laser operating at 1.7 μm based on NALM // Advanced Solid State Lasers, Nagoya, Japan, 01-05 October, 2017, P. JTU2A. 20.

7. **Хегай А. М.**, Мелькумов М. А., Хопин В. Ф., Рюмки К. Е., Фирстов С. В., Гурьянов А. Н., Дианов Е. М. 1.7 мкм пикосекундный висмутовый волоконный лазер на нелинейном усиливающем кольцевом зеркале // Всероссийская конференция по волоконной оптике (ВКВО 2017), Пермь, 03-06 Октября, 2017

8. **Khagai A. M.**, Melkumov M. A., Gladush Y. G., Afanasiev F. V., Nasibulin A. G., Dianov E. M. Bismuth fiber laser at 1.32 μm mode-locked with SWCNT // 5th Workshop on Specialty Optical Fiber and Their Applications (WSOF'2017), Limassol, Cyprus, 11-13 October, 2017.

9. **Khagai A.**, Melkumov M., Riumkin K., Khopin V., Firstov S., and Dianov E. NALM-based bismuth-doped fiber laser at 1.7 μm // Opt. Lett. – 2018. – Vol. 43. – Issue 5. – P. 1127-1130.

10. **Khagai A. M.**, Melkumov M. A., Firstov S. V., Riumkin K. E., Afanasiev F. V., Lobanov A. S., Abramov A. N., and Dianov E. M. Actively Q-switched bismuth-doped fiber laser at 1.35 μm // Specialty Optical Fibers, Zurich, Switzerland, 2-5 July, 2018, P. SoM3H. 6.

11. **Khagai A. M.**, Melkumov M. A., Riumkin K. E., and Dianov E. M. Bismuth-doped fiber lasers mode-locked by nonlinear loop mirror // Nonlinear Photonics: Proc. of Workshop and Summer school, Novosibirsk, 21-24 August, 2018, P. 8-9.
12. **Khagai A.**, Melkumov M., Firstov S., Riumkin K., Gladush Y., Alyshev S., Lobanov A., Khopin V., Afanasiev F., Nasibulin A. G., and Dianov E. Bismuth-doped fiber laser at 1.32 μm mode-locked by single-walled carbon nanotubes // Opt. Express. – 2018. – Vol. 26. – Issue 18. – P. 23911-23917.
13. **Хегай А. М.**, Мелькумов М. А., Фирстов С. В., Афанасьев Ф. В. Изучение непросветляемых потерь в фосфоросиликатных световодах, легированных висмутом // Материалы нано-, микро-, оптоэлектроники и волоконной оптики: физические свойства и применение: прогр. и материалы 17-й Междунар. науч. конф.-шк., Саранск, 18-21 Сентября 2018, С. 29.
14. **Khagai A.**, Melkumov M., Firstov S., Riumkin K., Gladush Y., Alyshev S., Lobanov A., Khopin V., Afanasiev F., Nasibulin A. G., and Dianov E. SWCNT-based bismuth-doped fiber laser at 1.32 μm // Advanced Solid State Lasers, Boston, USA, 4-8 November, 2018, P. ATh2A.11.
15. Мелькумов М. А., Михайлов В., **Хегай А. М.**, Рюмки К. Е., Фирстов С. В., Афанасьев Ф. В., Гурьянов А. Н., Ян М. Ф., Сан Я., Луо Дж., Пак Дж. С., Шенк С. Д., Винделер Р. С., Вестбрук П. С., Лингл Р. Л., ДиДжиованни Д. Дж., Дианов Е. М. Передача сигнала со скоростью 25 Гб/с с использованием висмутового волоконного усилителя со сдвинутым на длину волны 1300 нм максимумом усиления // Квант. электрон. – 2018. – Т. 48. – №. 11. – С. 989-992.
16. **Khagai A.**, Firstov S., Riumkin K., Afanasiev F., and Melkumov M. Q-switched bismuth-doped fiber laser at 1330 nm // IEEE Photonics Tech. Lett. – 2019. – Vol. 31. – Issue 12. – P. 963 – 966
17. **Khagai A. M.**, Firstov S. V., Riumkin K. E., Afanasiev F. V., and Melkumov M. A. Bismuth-doped fiber laser operating at 1.3 μm Q-switched by AOM // Proc. of the 28th annual International Laser Physics Workshop (LPHYS'19), Gyeongju, South Korea 8-12 July, 2019.

18. **Khagai A.**, Firstov S., Riumkin K., Alyshev S., Afanasiev F., Khopin V., Guryanov A. and Melkumov M. Radial distribution of laser active centers in phosphosilicate fibers doped with bismuth // Asia Communications and Photonics Conference, Chengdu, China, 2-5 November, 2019, P. S3G. 5.

19. **Khagai A.**, Firstov S., Riumkin K., Alyshev S., Afanasiev F., Lobanov A., Guryanov A. and Melkumov M. Radial distribution and absorption cross section of active centers in bismuth-doped phosphosilicate fibers // Opt. Express. – 2020. – Vol. 28. – Issue 20. – P. 29335-29344.

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, пяти глав и заключения. Общий объем диссертации – 165 страниц, включая 91 рисунок, 4 таблицы и библиографию, содержащую 156 наименований.

Во введении аргументирована актуальность работы, сформулированы цели и задачи диссертации, приведена научная новизна и практическая значимость работы, представлены положения, выносимые на защиту, и изложена структура диссертации.

В первой главе представлен обзор литературы, посвященной созданию и исследованию образцов стекол и волоконных световодов, легированных висмутом, основное внимание уделено описанию спектрально-люминесцентных свойств висмутовой среды различного состава. Также рассмотрены особенности работы импульсных лазеров с синхронизацией мод и модуляцией добротности, в том числе примеры импульсных источников на основе активных световодов с висмутом.

Во второй главе изложена технология создания волоконных световодов с висмутом, подробно описан экспериментальный аппарат подходов и методов, использованных для изучения свойств активных световодов, легированных висмутом, а также характеристик импульсного лазера, его волоконно-оптических составляющих компонентов и режима генерации.

Третья глава посвящена изучению серии фосфоросиликатных световодов с различной концентрацией висмута, описанию их оптических свойств, в том числе

спектров усиления и поглощения, зависимости ненасыщаемых потерь в образцах от содержания висмута. Также приведены аналогичные характеристики для высокогерманатных световодов с висмутом. На основе приведенных результатов отобраны висмутовые волокна, наиболее подходящие для создания импульсных лазеров.

В четвертой главе рассмотрены схемы волоконных лазеров с синхронизацией мод на основе эффекта Керра и высокогерманатным и фосфоросиликатным световодами в качестве активной лазерной среды. Исследовано усиление пикосекундных импульсов в висмутовом усилителе и компрессия в решеточном и волоконном компрессоре. Для лазера на висмутовом световоде с высоким содержанием оксида германия изучено формирование импульсной генерации в лазере с помощью численного моделирования нелинейного уравнения Шрёдингера.

Приведено описание импульсного лазера на фосфоросиликатном световоде, легированном висмутом, с синхронизацией мод в насыщаемом поглотителе на основе одностенных углеродных нанотрубок. Изучены свойства насыщаемого поглотителя, а также стабильность импульсной генерации.

Пятая глава посвящена описанию разработки и исследованию лазера на фосфоросиликатном висмутовом световоде с активной модуляцией добротности. В разделе изучено влияние ненасыщаемых потерь в активном световоде на генерацию, в том числе на характеристики выходного сигнала. Оценена средняя концентрация ВАЦ в висмутовых световодах, определено радиальное распределение активных центров в сердцевине волокна и рассчитаны спектры сечений поглощения.

В заключении сформулированы основные результаты проведенных исследований.

ГЛАВА 1 ОБЗОР ЛИТЕРАТУРЫ

Стекланный световод, с сердцевиной, легированной висмутом – новая лазерная среда, активно разрабатываемая и исследуемая последние полтора десятилетия. За достаточно короткий промежуток времени с 2005 года и до настоящего момента было продемонстрировано множество эффективных и мощных источников ИК-излучения и усилителей на основе висмутовых волоконных световодов, работающих в четырех отдельных поддиапазонах широкой спектральной области от 1100 до 1800 нм. В рамках данной главы будут изложены основные успехи, касающиеся разработки и исследования висмутовых волокон, а также устройств на их основе.

1.1 Люминесцентные свойства стеклообразных материалов с висмутом

Висмут, как легирующая добавка, обеспечивающая люминесценцию в оптическом диапазоне, известен сравнительно давно. Первая работа, в которой наблюдалась люминесценция в висмутовых образцах, датируется 1981 годом [4]. В целом, до создания первых активных волоконных световодов с висмутом люминесценция различной интенсивности и на разных длинах волн неоднократно детектировалась как в кристаллических структурах, так и в стеклах. Детальное изложение вопроса легирования висмутом кристаллов различного состава можно найти, например, в [5]. В рамках данной главы ограничимся рассмотрением основных работ, касающихся исследования спектральных свойств объемных стекол и световодов с висмутом.

Впервые люминесценция в стеклах с висмутом была получена Murata и др. [6] в силикатных стеклах с цеолитом, изготовленных “золь-гель” методом в 1999 году. Образцы имели две широкие полосы возбуждения на 500 и 700 нм. Полоса люминесценции шириной 150 нм с центром на длине волны 1150 нм имела время жизни ~ 650 мкс. В работе Fujimoto и Nakatsuka [7] были получены объемные образцы алюмосиликатных стекол с висмутом. Изготовление последних производилось по хорошо известной методике сплавления шихты в тигле. Спектр пропускания исследованных висмутовых образцов показан на рисунке 1.1(б). Из

представленной зависимости видно, что стекло имело четыре полосы поглощения на длинах волн 300, 500, 700, 800 нм, соответствующие спектры люминесценции изображены на рисунке 1.1(а).

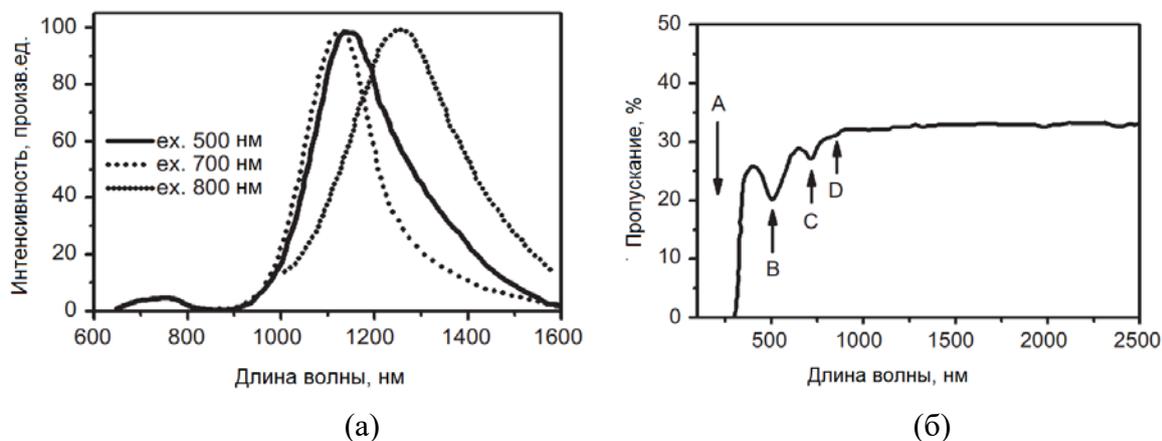


Рисунок 1.1 – Спектры люминесценции и пропускания алюмосиликатных стекол с висмутом [8]

Время жизни люминесценции в таких стеклах также составило ~ 600 мкс. Многообещающие результаты, продемонстрированные в этих двух работах, инициировали поисковые исследования, организованные различными научными группами по всему миру, целью которых было найти новую лазерную среду. Немаловажным аспектом, мотивировавшим работу в данном направлении, являлся непосредственно сам спектральный диапазон, в котором была получена первая люминесценция в стеклах с висмутом. Фактически, диапазон 1150-1300 нм являлся трудно доступным для имевшихся активных лазерных сред, легированных редкоземельными элементами. Таким образом, новая активная среда позволила бы частично или полностью заполнить пробелы в ближнем ИК диапазоне между полосами генерации Yb, Nd на 1,1 мкм и Er на 1,55 мкм. В последующие годы было опубликовано множество работ, посвященных стеклам разнообразного состава, легированным висмутом, полностью структурировать которые затруднительно в рамках данного исследования. Поэтому в данной главе будут проанализированы основные результаты, представленные на данный момент, в той или иной степени, касающиеся висмутовых стекол, рассмотрение которых позволит составить целостную картину предыстории развития висмутовой активной среды и текущего состояния дел в данной сфере.

Таблица 1.1 Люминесцентные свойства некоторых оксидных стекол с висмутом

| № | Состав, мол. % | λ_p , нм | λ_e , нм | FWHM, нм | τ , мкс | Ссылка |
|----|--|----------------------------------|--|----------------------------------|--------------------|----------|
| 1 | 97.5 SiO ₂ ·2.2 Al ₂ O ₃ ·0.3 Bi ₂ O ₃ | 500 700 800 | 750 1140 1122 1250 | 140 220 160 300 | 3.62 630 | [7] |
| 2 | 96 GeO ₂ ·3 Al ₂ O ₃ ·1 Bi ₂ O ₃ | 800 | 1300 | 320 | 255 | [9] |
| 3 | 96 GeO ₂ ·3 Ga ₂ O ₃ ·1 Bi ₂ O ₃ 96 GeO ₂ ·3 B ₂ O ₃ ·1 Bi ₂ O ₃ | 808 808 | 1325 1315 | 345 355 | 500 500 | [10] |
| 4 | 96 GeO ₂ ·3 Ta ₂ O ₅ ·1 Bi ₂ O ₃ | 808 | 1310 | 400 | >200 | [11] |
| 5 | 75 GeO ₂ ·20 MgO·5 Al ₂ O ₃ ·1 Bi ₂ O ₃ 75 GeO ₂ ·20 CaO·5 Al ₂ O ₃ ·1 Bi ₂ O ₃ 75 GeO ₂ ·20 SrO·5 Al ₂ O ₃ ·1 Bi ₂ O ₃ | 980(808) 980(808) 980(808) | 1150(1290) 1150(1290) 1150(1290) | 315(330) 440(300) 510(225) | 264 157 1725 | [12] |
| 6 | 82 P ₂ O ₅ ·17 Al ₂ O ₃ ·1 Bi ₂ O ₃ | 405 514 808 | 1210 1173 1300 | 235 207 300 | 500 | [13] |
| 7 | 63 SiO ₂ ·23 Al ₂ O ₃ ·13 Li ₂ O·1 Bi ₂ O ₃ | 700 800 900 | 1100 1250 1100 1350 | 250 450 500 | 550 | [14] |
| 8 | 59 P ₂ O ₅ ·12 B ₂ O ₃ ·15 La ₂ O ₃ ·6 Al ₂ O ₃ ·7 Li ₂ O·1 Bi ₂ O ₃ | 530 800 980 | 690 1150 1270 1125 | 100 290 | 4 220 290 | [15] |
| 9 | x Bi ₂ O ₃ ·(30-x) Na ₂ O·69 SiO ₂ ·1 Bi ₂ O ₃ (x=5 – 25) | 312 808 | 420 1340 | 100 200 | 2.8 365 | [16] |
| 10 | 11 Al ₂ O ₃ ·30 MgO·59 SiO ₂ ·Bi ₂ O ₃ | 532 | 720 1100-1200 | ~150 ~250 | 5 300- 800 | [17, 18] |

Следует отметить, что природа активного центра, ответственного за люминесценцию в висмутовых стеклах до сих пор окончательно не установлена. Вероятно, именно сложность точного определения структуры висмутового активного центра (здесь и далее ВАЦ) объясняет все то разнообразие висмутовых стекол, в которых пытались получить люминесценцию и лазерную генерацию. К слову, тот факт, что первые результаты по люминесценции и усилению [19], наблюдались в алюмосиликатных стеклах с висмутом, послужил причиной формирования ошибочной гипотезы, что люминесценция ВАЦ обусловлена исключительно добавкой алюминия в состав стекла. Это, в частности, объясняет то, что в подавляющей части работ, посвященных исследованию люминесцентных свойств стекол с висмутом, рассматривались именно алюмосодержащие составы (таблица 1.1).

В таблице 1.1 [20] представлены составы некоторых оксидных стекол с висмутом, в которых была получена люминесценция с указанием длин волн возбуждения (λ_p), пиков люминесценции (λ_e), ширин на полувысоте (FWHM), времен жизни люминесценции (τ) и соответствующих ссылок на первоисточники.

На основе всего представленного многообразия висмутовых образцов и их спектральных характеристик легко видеть, что в отличие от стекол, легированных редкоземельными элементами, люминесцентные свойства ВАЦ существенно зависят от состава матрицы стекла.

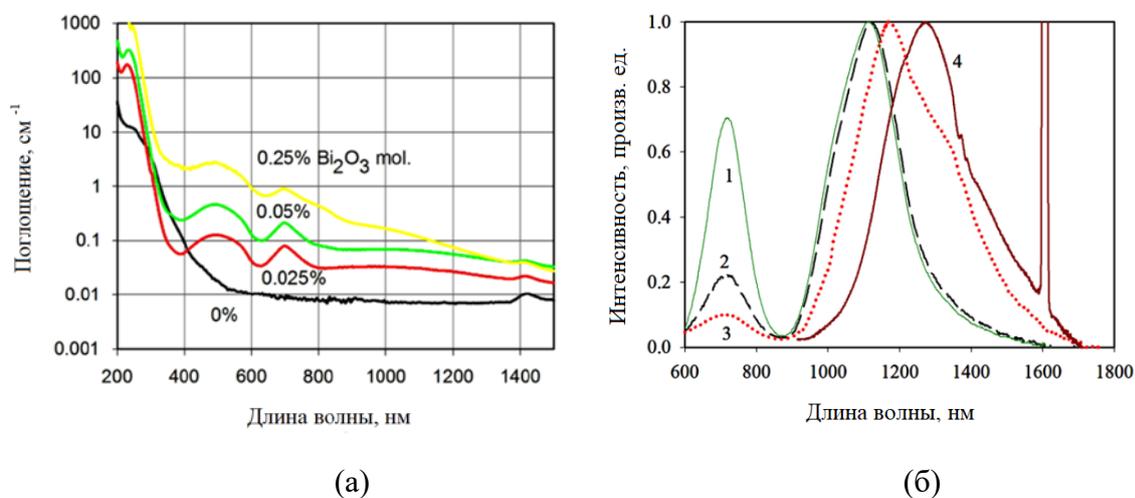


Рисунок 1.2 – Спектры поглощения стеклянных образцов с различным содержанием Bi_2O_3 (а). Нормированные спектры люминесценции образцов с висмутом при накачке непрерывным лазерным излучением (б). 1 образец с 0.25 мол.% Bi_2O_3 , синтезированный при температуре 1550°C ; возбуждение на 532 нм. 2 образец с 0.025 мол.% Bi_2O_3 , синтезированный при 1850°C ; возбуждение на 532 нм. 3 – 0.25 мол.% Bi_2O_3 изготовлен при 1850°C ; возбуждение на 532 нм, 4 – 0.25 мол.% Bi_2O_3 подготовленный при 1850°C , возбуждение на 800 нм

В работах Денкера и др. [15,17,18] были исследованы образцы оксидных стекол $11\text{Al}_2\text{O}_3 \cdot 30\text{MgO} \cdot 59\text{SiO}_2$ с различным содержанием Bi_2O_3 , синтезированные в тигле (люминесцентные свойства исследованных стекол приведены в таблице 1.1 строки 8 и 10). Авторами была изучена зависимость спектральных свойств стекол от температуры синтеза, концентрации висмута и состава матрицы. На рисунке 1.2 представлены спектры поглощения и люминесценции в образцах с различным содержанием висмута и синтезированные при различной температуре. На основе полученных результатов авторами были сделаны следующие выводы:

1 ИК люминесцентные центры в стеклах с висмутом образуются при высокотемпературном плавлении, а также при облучении объемных образцов стекол γ -излучением;

2 Оптические центры, имеющие пики люминесценции на длинах волн 1100 и 1300 нм состоят из пары ионов висмута;

3 Суммарный заряд пары ионов висмута в ВАЦ составляет +5.

В ряде работ исследовалось влияние окислительно-восстановительных условий на формирование ВАЦ. Так, например, в [21] детально рассмотрено влияние газовой атмосферы и температуры при синтезе германатных стекол с висмутом на люминесценцию в ближнем ИК диапазоне. Авторы работы выяснили, что за излучение в спектральной области 1200-1500 нм ответственны висмутовые ионы $\text{Bi}^{1+}/\text{Bi}^{2+}$.

Влияние CeO_2 , как сильного окислителя, рассматривалось в [22,23]. Детальное исследование состава типа $(70.5-x)\text{GeO}_2 \cdot 24.5\text{Bi}_2\text{O}_3 \cdot 5\text{WO}_3 \cdot x\text{CeO}_2$ было проведено в работе [23]. Варьируя содержание оксида церия, авторы контролировали интенсивность люминесценции в видимом и ближнем ИК диапазонах (рисунок 1.3). В свою очередь, CeO_2 служил окислителем, который трансформировал ионы висмута с низкой валентностью в ионы Bi^{3+} .

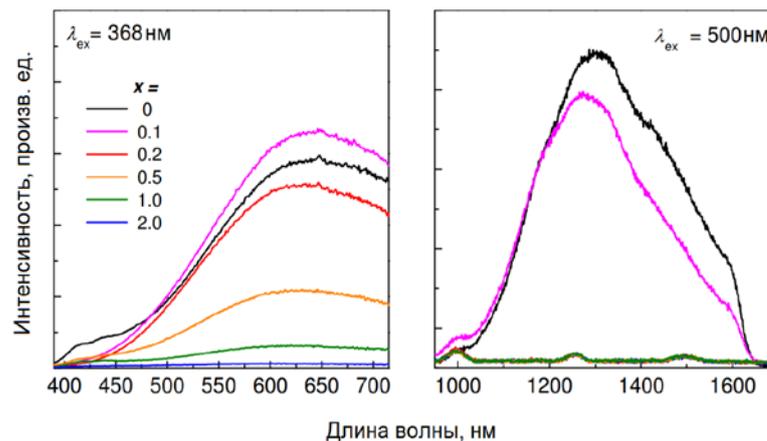


Рисунок 1.3 – Спектры люминесценции для висмутовых стекол с различным содержанием оксида церия (x , мол. %) при возбуждении на длинах волн 368 и 500 нм.

В целом, эти и ряд других работ [24,25] свидетельствуют о том, что при синтезе стекол с висмутом восстановительная атмосфера является благоприятной для образования ВАЦ.

Несмотря на многочисленные работы, подтверждавшие наличие ИК люминесценции в стеклах, легированных висмутом, добиться лазерной генерации в объемных образцах с висмутом так и не удалось, не считая генерации в сферических микрорезонаторах с висмутом [26]. Отчасти сложность создания такой висмутовой лазерно-активной среды затруднялось невозможностью повысить концентрацию ВАЦ в объемных образцах до уровня, сравнимого со стеклами, легированными редкоземельными элементами. Фактически, это означало, что для реализации лазера на объемном стекле с висмутом требуемая длина рабочей среды должна была составлять единицы или даже десятки метров, что реализовать затруднительно. Однако данное требование легко удовлетворяется в случае использования волоконных световодов, что и было сделано в скором времени после демонстрации люминесценции и просветления в алюмосиликатных стеклах [19].

1.2 Висмутовые волоконные световоды

Первые волоконные световоды, легированные висмутом, были изготовлены с небольшой разницей во времени в 2005 году двумя независимыми научными группами из Японии (Sumitomo Electric Industries) [27] и России (НЦВО РАН) [28]. Изготовление оптических волокон производилось по известной технологии MCVD (modified chemical vapor deposition). В том же году в НЦВО РАН был реализован первый волоконный лазер на алюмосиликатном световоде с висмутом [29].

Для висмутовой активной среды характерно большое разнообразие спектральных свойств, которые можно получить в каждом отдельном образце, изменяя состав матрицы стекла, что не характерно для активных сред, легированных редкоземельными элементами. Такое разительное отличие в свойствах двух активных сред обусловлено тем, что висмут – это *p*-элемент, в свою очередь лантаноиды относятся к *f*-элементам. Основным отличием элементов первого типа является то, что валентные электроны в таких веществах не экранированы от воздействия окружения внешними подболочками (*5s* и *5p*),

что имеет место в случае f -элементов. Фактически, это делает состояния внешних электронных оболочек p -элементов, таких как Sn, Bi, Pb, Te, особо чувствительными к составу матрицы стекла. Данное свойство ВАЦ нашло свое применение при разработке активных висмутовых световодов.

В данном разделе будет представлен обзор спектральных свойств существующих волоконных световодов с висмутом, при этом ограничимся рассмотрением тех образцов, в которых была получена лазерная генерация.

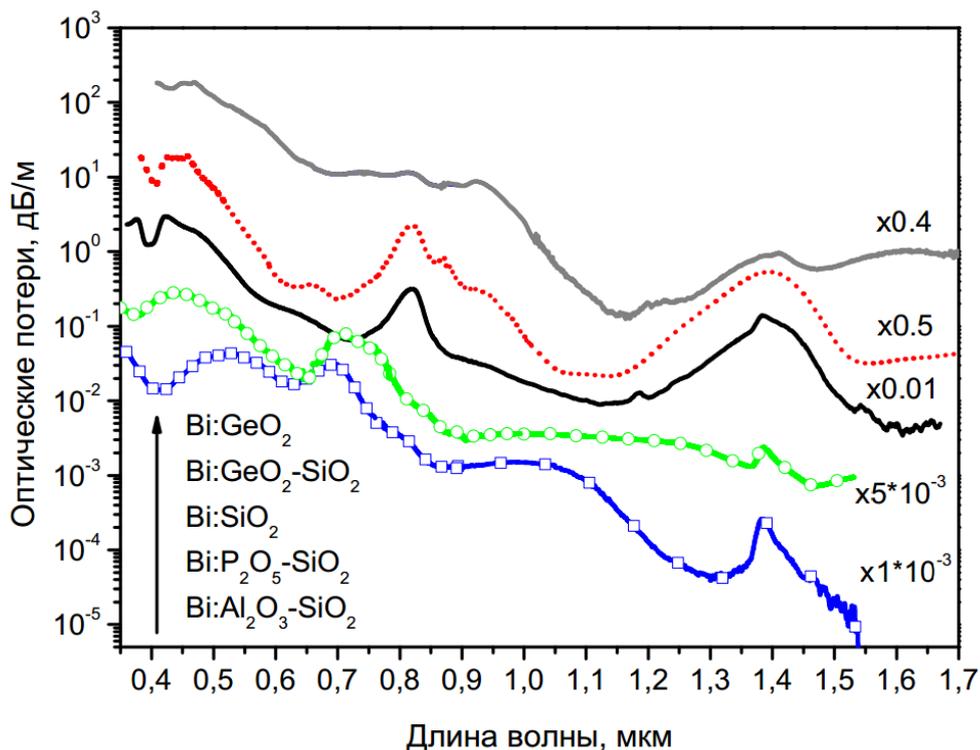


Рисунок 1.4 – Характерные оптические потери в световодах, легированных висмутом, с разными составами стекла сердцевины. Для наглядности каждое значение соответствующего спектра потерь умножалось на коэффициент, приведенный справа от линии [30].

В общем, можно выделить 4 состава матрицы стекла сердцевины световодов, которые формируют, соответственно, 4 типа ВАЦ, обладающих существенно различными оптическими свойствами. Это алюмосиликатная матрица, ВАЦ в таких световодах ассоциируются с атомами алюминия (ВАЦ-Al), из кварцевого стекла или германосиликатная матрица с низким содержанием оксида германия, в ней преимущественно образуются ВАЦ, связанные с атомами кремния (ВАЦ-Si), фосфоросиликатные волокна с висмутом, в таких образцах формируются, соответственно, ВАЦ, связанные с фосфором (ВАЦ-P) и, наконец,

силикогерманатная с высоким содержанием GeO_2 или чисто германатная матрицы, в которых висмут ассоциируется с германием (ВАЦ-Ge).

На рисунке 1.4 наглядно продемонстрирована зависимость поглощения в висмутовых световодах в зависимости от состава матрицы сердцевины (узкий пик на длине волны 1,38 мкм является обертоном поглощения гидроксильной группы OH^-). Спектр германосиликатного стекла, представленный на рисунке 1.4, соответствует образцу с низким содержанием GeO_2 , поэтому его контур по форме близок к световоду из чистого кварцевого стекла с висмутом. Рассмотрим 4 упомянутых типа висмутовых световодов в отдельности.

1.2.1 Световоды из кварцевого стекла с висмутом без дополнительных легирующих добавок

Детальное изучение оптических свойств активных висмутовых световодов можно найти в [5,30-32]. В данных работах использовался удачный способ отображения спектральных свойств активного световода в виде трехмерных картин возбуждения и эмиссии, который мы также будем использовать в настоящем обзоре.

Первые световоды из кварцевого стекла с висмутом были исследованы в [33]. Волокна из чисто кварцевого стекла с висмутом отличаются достаточно простой формой, как спектра поглощения, так и люминесценции, в особенности в ближней ИК области (рисунок 1.5) [34]. Легко видеть, что данный световод имеет три отчетливые полосы люминесценции, причем, если две из них (с пиком на 827 и 1430 нм) имеют одинаковые полосы возбуждения, то излучение на 620 нм имеет совершенно другой спектр возбуждения, что, в свою очередь, указывает на то, что в среде присутствуют два типа люминесцентных центров. Причем, из литературы [34,35] известно, что за люминесценцию на длине волны 620 нм (С – на рисунке 1.5) ответственны центры, связанные с ионами Bi^{2+} . Излучение же в ИК области (полосы А и В) обусловлено наличием, так называемых, ВАЦ-Bi, которые, в частности, и участвуют в лазерной генерации в области 1430 нм.

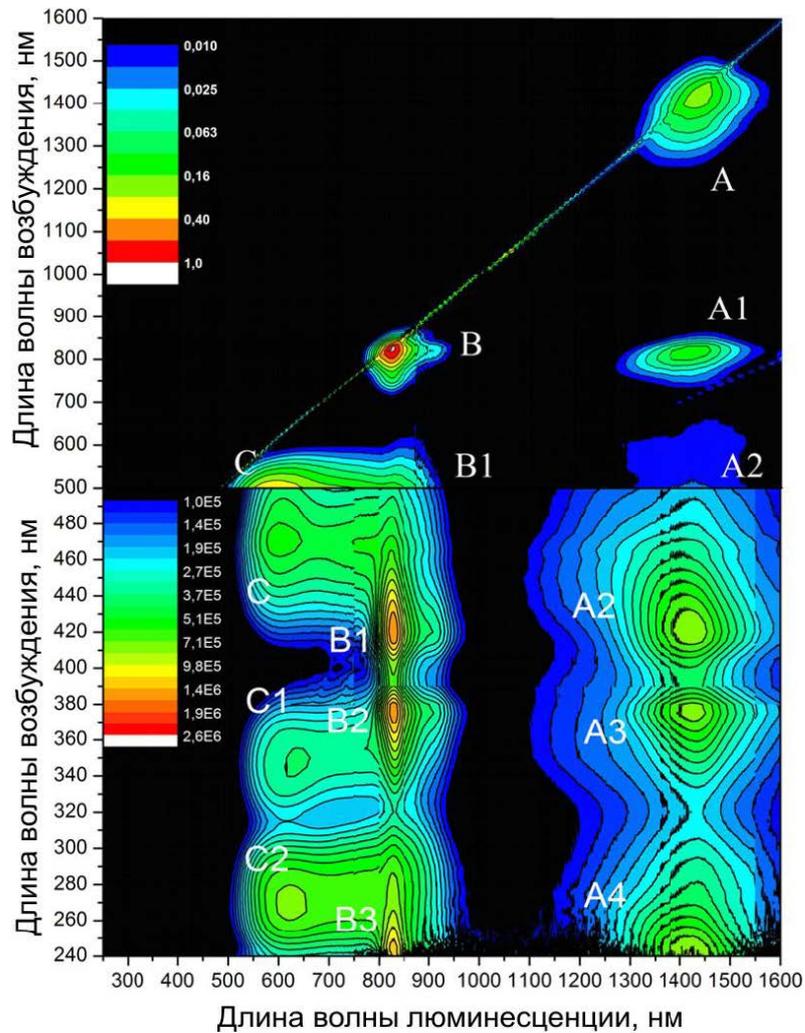


Рисунок 1.5 – Трехмерные спектры возбуждения-эмиссии люминесценции световодах из кварцевого стекла [5].

1.2.2 Германосиликатные световоды с висмутом

Как было отмечено ранее, оптические свойства германосиликатных световодов с висмутом существенным образом зависят от соотношения концентраций двух стеклообразующих компонент: SiO_2 и GeO_2 . Фактически, трехмерный спектр германосиликатного волокна представляет собой своего рода суперпозицию спектров соответствующих образцам из чистого германатного и кварцевого стекол (рисунки 1.5 и 1.6). Это легко видеть, сопоставив трехмерные картины (соответствующие полосы обозначены одинаковыми буквами). Однако следует отметить, что в германосиликатной матрице также присутствуют линии люминесценции не связанные с висмутом, например, полоса Т на рисунке 1.6(а) соответствует наличию в сетке стекла так называемых германиевых кислород-дефицитных центров второго типа (GeODC(II)) [36,37].

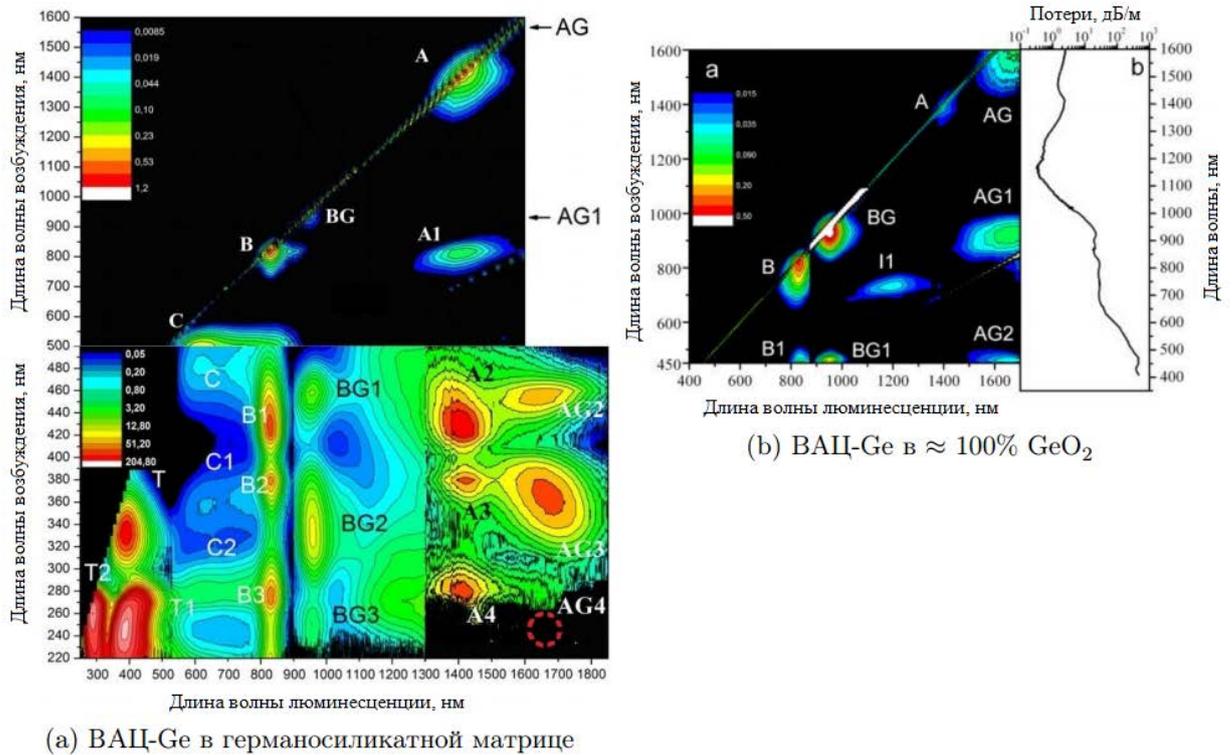


Рисунок 1.6 – Трехмерные спектры возбуждения-эмиссии люминесценции в германосиликатном (а) и в чисто германатном (б) световодах [5,30].

В работах [30,38,39] показано, что ODC(II) непосредственно связаны или, что вполне вероятно, составляют часть ВАЦ. В свою очередь, разрушение GeODC воздействием зеленого света (532 нм) приводит к исчезновению ВАЦ. Последние эксперименты по температурной обработке висмутовых световодов показали обратимость процесса радиационного разрушения ВАЦ видимым или УФ излучением [40]. При этом разогрев висмутовых световодов до температуры ~ 600 °С позволяет не только полностью восстановить, но и даже увеличить количество активных висмутовых центров в отжигаемом образце [41,42]. Отсутствие линии AG в германосиликатной матрице связано с низким содержанием GeO_2 в составе экспериментального образца и, как следствие, низкой интенсивностью указанной полосы.

1.2.3 Алюмосиликатные и фосфоросиликатные световоды с висмутом

Введение в силикатную матрицу даже нескольких единиц молярного процента Al_2O_3 или P_2O_5 , как и в случае германосиликатной матрицы, приводит к значительному изменению оптических свойств световода.

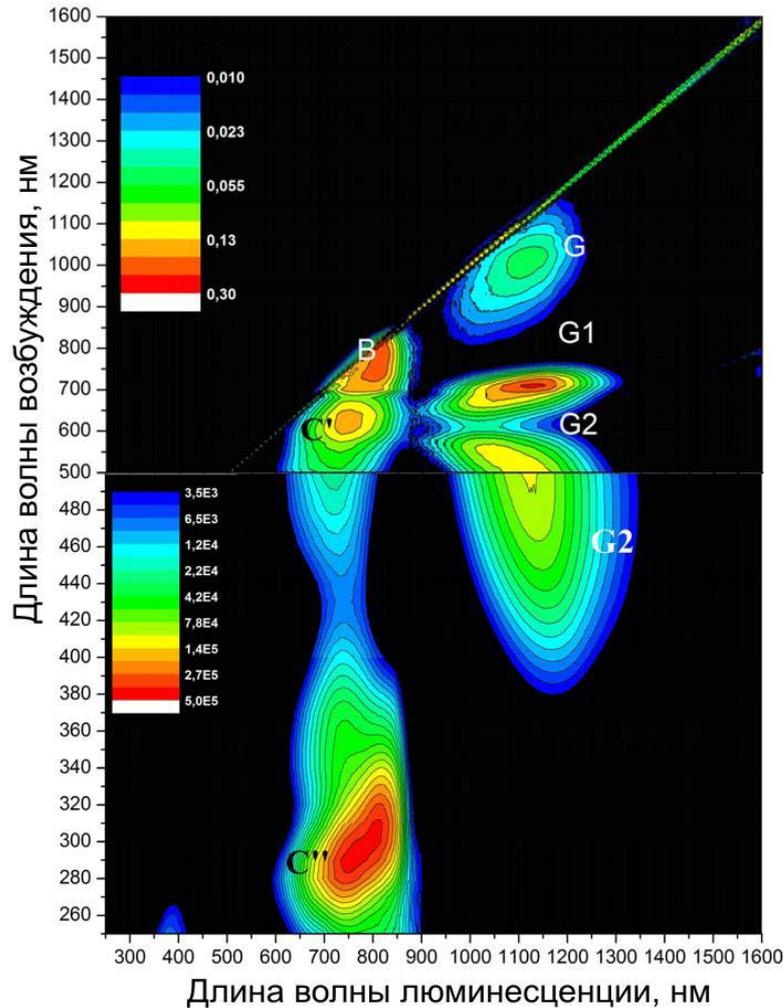


Рисунок 1.7 – Трехмерные спектры возбуждения-эмиссии люминесценции в алюмосиликатных световодах [5].

На рисунках 1.7 и 1.8 представлены трехмерные картины возбуждения люминесценции для висмутовых световодов, с матрицей из, соответственно, алюмосиликатного и фосфоросиликатного стекла. При этом если для фосфоросиликатных световодов можно произвести некоторую аналогию с германосиликатными волокнами (на трехмерной картине присутствуют пики характерные для световодов из чистого кварцевого стекла с висмутом), то для алюмосиликатной матрицы сделать это значительно сложнее. Отчасти это вызвано тем, что полосы люминесценции ВАЦ в таких световодах накладываются на полосы излучения других центров, о чем говорит плавное перетекание полос одна в другую на трехмерном спектре. При этом люминесценция в световодах обоих типов имеет сильную зависимость от длины волны возбуждения, что

отражается в сильном наклоне полос на трехмерных графиках и может указывать на большое неоднородное уширение.

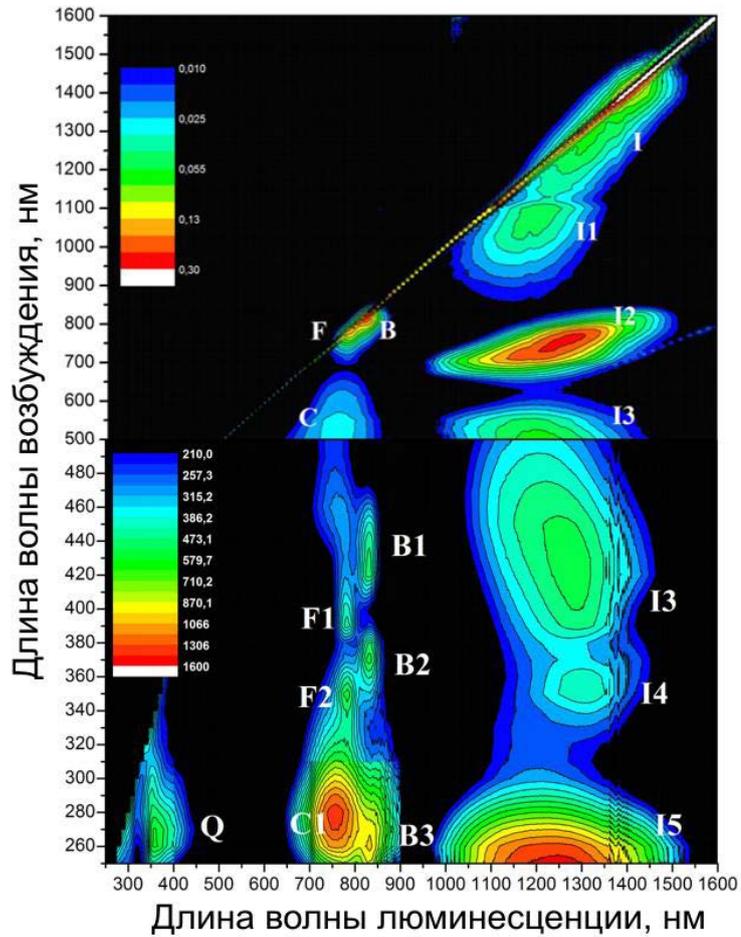


Рисунок 1.8 – Трехмерные спектры возбуждения-эмиссии люминесценции в фосфоросиликатных световодах [5].

На основе представленных спектров возбуждения и люминесценции в [5] были получены схемы энергетических уровней ВАЦ-Si, P, Ge в световодах, легированных висмутом (рисунок 1.9). Аналогичную схему для ВАЦ-Al не удалось определить в силу сложности полученной трехмерной картины. Хотя представленные схемы претерпевают значительные изменения в расположении уровней при переходе от одного состава к другому, качественно схема ВАЦ остается практически неизменной.

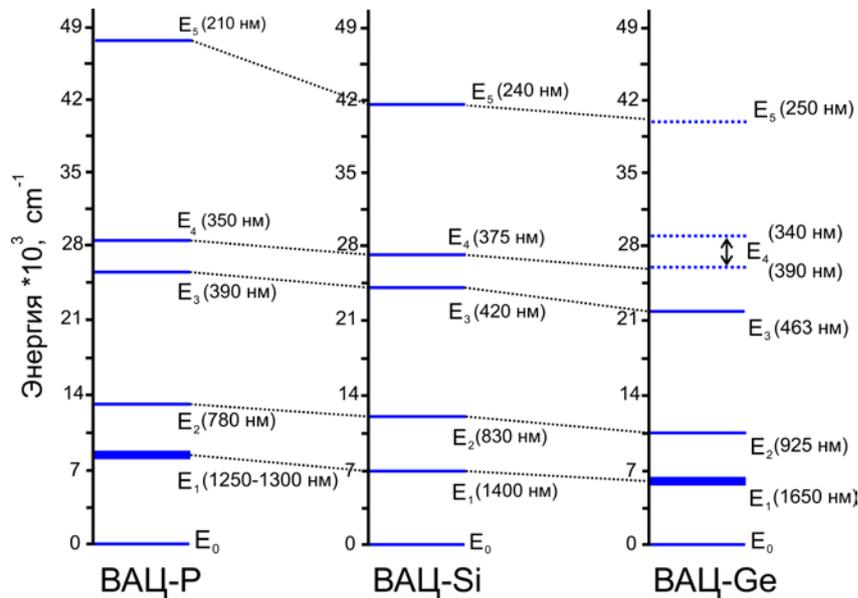


Рисунок 1.9 – Схемы энергетических уровней ВАЦ в различных световодах с висмутом

Заканчивая описание оптических свойств висмутовых световодов, нужно отметить, что, несмотря на сложность структуры ВАЦ, существует целый ряд теоретических работ, в которых были предприняты попытки интерпретировать экспериментальные результаты с помощью адекватной физической модели ВАЦ. Так, к примеру, в работе [43] были рассчитаны схемы энергетических уровней в висмутовых волокнах из предположения, что ВАЦ состоит из иона висмута и кислород-дефицитного центра, которые с неплохой точностью совпадают с результатами, показанными на рисунке 1.9. Впервые данная модель была предложена в [44].

Все представленное разнообразие волоконных световодов с висмутом позволило разработать ряд эффективных устройств, таких как лазеры, усилители, суперлюминесцентные источники, работающие в широком спектральном диапазоне от 1100 до 1800 нм, о которых пойдет речь в следующих разделах.

1.2.4 Непрерывные висмутовые лазеры

Впервые генерация в висмутовом световоде была получена в 2005 году [29], в алюмосиликатной матрице. Благодаря широкой спектральной линии люминесценции в висмутовых активных волокнах длина волны лазерной генерации перестраивалась в диапазоне 1150-1300 нм, в то время как максимальная выходная мощность составила 460 мВт.

В последующие годы исследование работы висмутового лазера на алюмосиликатном световоде было отражено в большом количестве научных публикаций. В частности удалось значительно улучшить такие генерационные характеристики висмутового лазера, как выходная мощность (15 Вт) [45] и эффективность (28%) [46,47].

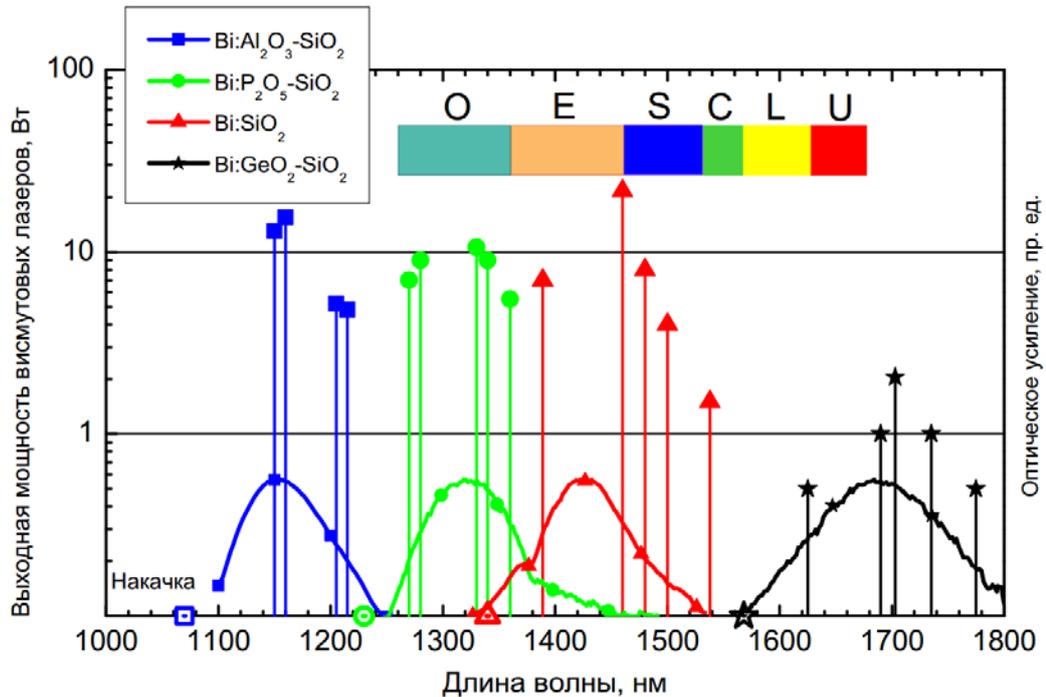


Рисунок 1.10 – Длины волн генерации висмутовых волоконных лазеров на световодах различного состава

Использование висмутовых световодов с другим составом матрицы сердцевины позволило значительно расширить спектральную область генерации висмутовых лазеров (рисунок 1.10 [30]), фактически, перекрыв большую часть диапазона длин волн от правой границы генерации иттербиевых волокон (~1,15 мкм) до левой границы тулиевых волоконных лазеров (~1,75 мкм). Лучшие выходные параметры были достигнуты в лазерах на германосиликатных висмутовых световодах с низким содержанием GeO_2 [48]. Зависимость выходной мощности лазера от введенной мощности и эффективность висмутового лазера от длины волны показаны на рисунках 1.11 (а) и (б) соответственно. Высоких значений эффективности и выходной мощности удалось достичь благодаря сравнительно низким (в сравнении с висмутовыми световодами с отличным

составом матрицы сердцевины) ненасыщаемым потерям в таких световодах на длинах волн накачки и сигнала.

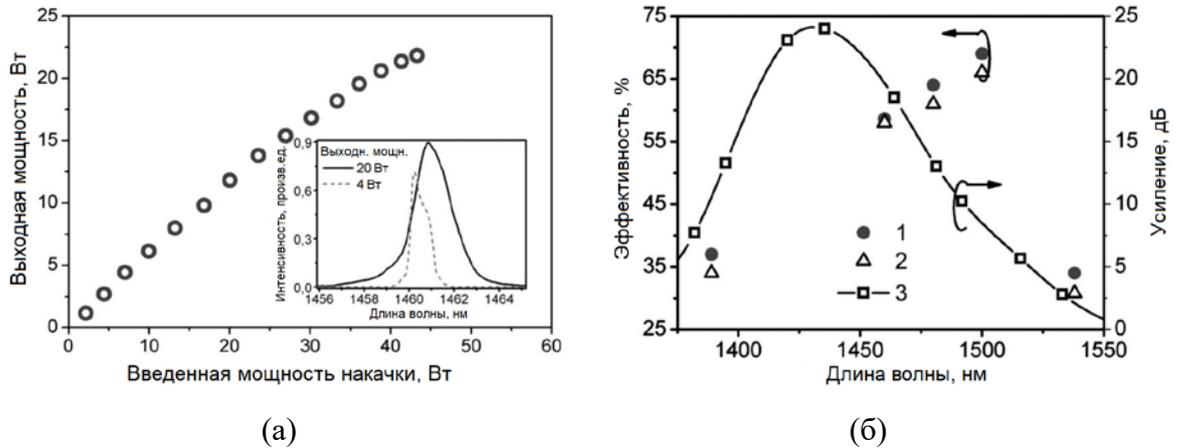


Рисунок 1.11 – Зависимость выходной мощности висмутового лазера на 1460 нм от введенной мощности на 1340 нм (а). На вкладке показаны спектры лазерной генерации при различных выходных мощностях. Дифференциальная эффективность (1), эффективность преобразования мощности накачки (2), и спектр усиления (3) на длинах волн генерации [48].

Первая непрерывная генерация в фосфоросиликатных висмутовых световодах с небольшим добавлением GeO_2 была получена в 2008 году [49]. Эффективность продемонстрированного лазера имела отчетливую зависимость от температуры, что, в частности, было характерно и для лазеров на алюмосиликатных волокнах. Максимальная выходная мощность составила 10.6 Вт, а эффективность – 40% [50].

Сравнительно недавно была продемонстрирована генерация в высокогерманатных световодах с висмутом длиной 15-20 м в области 1.7 мкм [30,51,52]. Отчасти, разработка лазеров для диапазона 1.7 мкм затягивалась по причине чисто технологической сложности создания германосиликатных висмутовых световодов с высоким содержанием GeO_2 (как правило $\geq 50\%$). Максимальная эффективность таких лазеров на данный момент составляет $\sim 33\%$ [53], а выходная мощность превышает 2 Вт [54].

1.2.5 Висмутовые усилители

Как и в случае лазеров, рабочий диапазон висмутовых усилителей определяется составом матрицы активного волокна. В целом, висмутовые усилители отличает сравнительно широкая полоса усиления, которая сравнима, а

для некоторых матриц даже превышает соответствующую характеристику наиболее распространенного усилителя, используемого в телекоммуникациях на волокне, легированном эрбием (рисунок 1.12). Во всех висмутовых усилителях было получено усиление выше 20 дБ [31,50,55,56]. При этом, для висмутовых усилителей также характерно относительно высокое значение шум-фактора. Наименьшее значение шумового коэффициента (~6 дБ), как, впрочем, и максимально достигнутое усиление (34 дБ на длине волны 1427 нм) было продемонстрировано в усилителе на германосиликатном световоде с низким содержанием GeO_2 [31].

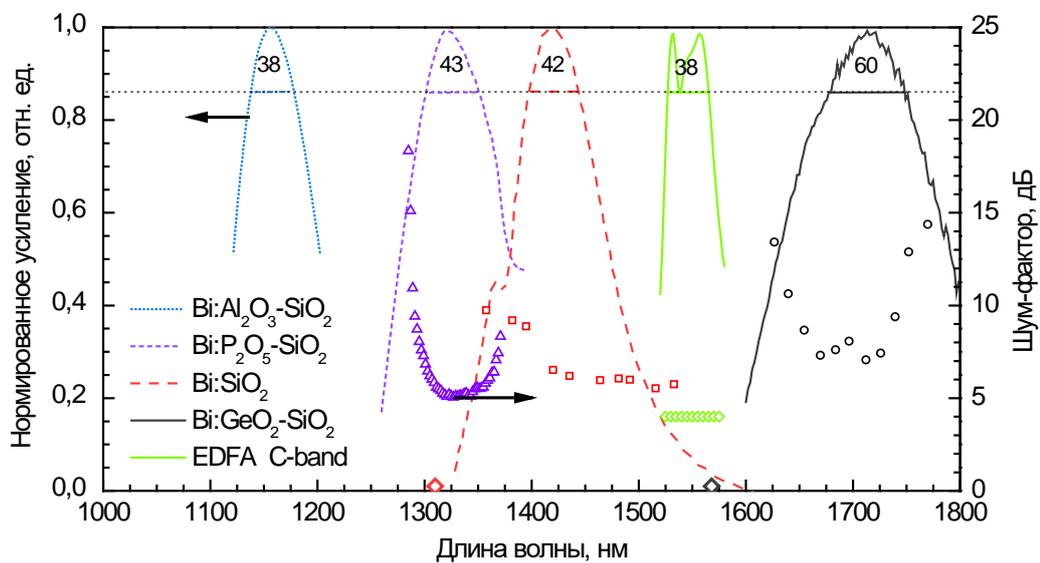


Рисунок 1.12 – Спектры нормированного усиления и шум-фактора в висмутовых усилителях и эрбиевом усилителе для С-диапазона.

Эффективность лазеров и усилителей на висмутовых световодах, в особенности на основе алюмосиликатной матрицы сильно ограничивалась поглощением из возбужденного состояния в световодах такого типа. Данная проблема была подробно изучена в ряде работ, например, в [57]. Специфику данной проблемы рассмотрим в следующем разделе

1.2.6 Поглощение из возбужденного состояния в висмутовых световодах

В первых экспериментах по исследованию работы лазеров и усилителей на алюмосиликатных световодах было обнаружено, что эффективность перечисленных устройств сильно зависит от температуры. Данный эффект

косвенно указывал на присутствие существенного поглощения из возбужденного состояния (ПВС) в таких световодах. Дальнейшие эксперименты, направленные на изучение этого явления, подтвердили выдвинутое предположение.

Наиболее отчетливо ПВС наблюдалось именно в волокнах с добавкой алюминия. В [58] было показано, что в таких световодах ПВС возрастает с уменьшением длины волны от 1700 до 900 нм. Кроме этого, изучение световодов с различной концентрацией ВАЦ выявило значительный рост ПВС с увеличением активного поглощения в волокне, как, к слову, и с ростом температуры (рисунок 1.13).

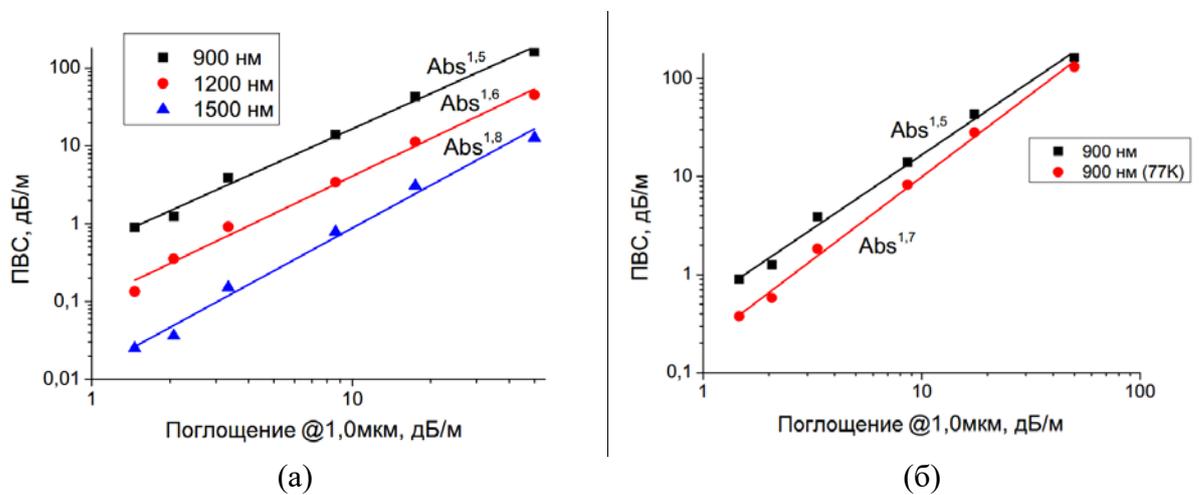


Рисунок 1.13 – Зависимости ПВС на различных длинах волн от поглощения ВАЦ (а). ПВС на 900 нм, как функция концентрации (поглощения) ВАЦ при комнатной температуре и при 77 К (б) [57].

Аналогичное поведение свойственно и для других составов матриц, что является одной из причин, препятствующих созданию эффективных висмутовых световодов с высоким коэффициентом усиления на уровне волокон, легированных редкоземельными элементами.

Впрочем, в [57] было показано, что для фосфоросиликатных и германосиликатных световодов возможно подобрать такую концентрацию висмута, при которой влияние ПВС несущественно.

В итоге, появление висмутовых световодов ознаменовало новый виток развития волоконных источников излучения. Гибкость оптических свойств волокон, легированных висмутом, позволила получить непрерывную генерацию и усиление в тех областях спектра, которые были не доступны для устройств с

активной средой на основе кварцевого стекла, легированного редкоземельными элементами. За сравнительно короткое время от получения первой генерации в висмутовом световоде в 2005 году и до наших дней исследователям удалось продвинуться далеко вперед в плане разработки и применения висмутовой активной среды. В частности, был реализован ряд эффективных и мощных устройств, доказавших работоспособность висмутовых волокон, как лазерной среды. С самых первых работ учеными подчеркивалась широкая полоса усиления световодов, легированных висмутом, что является предпочтительным свойством для активной среды перестраиваемых и импульсных источников. Импульсные лазеры на световодах с висмутом являются основным объектом изучения данной работы. Перед тем как приступить к изложению существующего положения дел в данной области волоконной оптики рассмотрим некоторые базовые понятия, касающиеся разработки и исследования импульсных лазеров в принципе.

1.3 Импульсные волоконные лазеры

На данный момент, исходя из принципа работы, все импульсные лазеры можно разделить на два основных типа – это лазеры с модуляцией добротности и синхронизацией мод. Здесь мы не берем в расчет различные модификации ВКР-преобразователей [59] и генераторы аттосекундных импульсов [60], которые, хотя и являются импульсными источниками излучения, по своей сути, всё же, не являются лазерами в их классическом понимании.

1.3.1 Синхронизация мод

Ключевой частью лазера с синхронизацией мод, помимо, безусловно, активной среды, является нелинейный элемент, обеспечивающий модуляцию интенсивности лазера в зависимости от амплитуды падающего на него сигнала. При этом быстрдействие работы такого элемента в значительной степени определяет длительность генерируемых импульсов.

Лазеры с синхронизацией мод, как правило, используются для генерации ультракоротких импульсов (УКИ) пико- и фемтосекундной длительности. В большинстве работ по данной тематике используется метод пассивной

синхронизации мод, что, в первую очередь, обусловлено сложностью создания активных элементов, способных обеспечить соответствующее быстродействие.

Для реализации пассивной синхронизации мод применяются либо элементы, работа которых основана на использовании керровской нелинейности, либо разнообразные насыщаемые поглотители, либо их комбинация.

Волоконные лазеры, работающие на керровской нелинейности, реализуются в двух основных конфигурациях: кольцевая схема на нелинейном вращении поляризации [61,62] и в форме восьмерки на нелинейном кольцевом зеркале [63]. Быстродействие керровской нелинейности определяется временем отклика электронов среды и фононной системы на воздействие электромагнитного поля импульса и составляет десятки фс [64].

Насыщаемые поглотители характеризуются бóльшим временем отклика, которое может лежать в диапазоне от ~ 1 пс и до единиц и сотен нс. Фактически, максимальное характерное время не имеет четкой верхней границы, и определяется лишь применимостью такого насыщаемого поглотителя для данного конкретного случая.

Важным параметром любого импульсного лазера является время, необходимое для развития стохастической импульсной генерации (τ_0), из которой в дальнейшем формируется стабильный режим. В зависимости от того, как данное время соотносится с характерным временем нелинейного элемента (τ_c) (насыщаемый поглотитель, нелинейное зеркало и т.д.) зависит возможность самостоятельного старта генерации импульсов при включении лазера. Таким образом, для уверенного самостарта необходимо использовать медленные насыщаемые поглотители, для которых $\tau_0 \leq \tau_c$. В связи с этим, инициация импульсов в схемах с керровской нелинейностью осложнена [65]. К слову, так как в схемах с однонаправленной генерацией (например, кольцевых) τ_0 меньше чем в двунаправленных (классический резонатор Фабри-Перо), то лазеры на керровской нелинейности, в силу малости времени τ_c , реализуются только в резонаторах первого типа [66].

В противоположность схемам на нелинейности Керра, лазеры на насыщаемых поглотителях способны обеспечить самостарт импульсной генерации, причем как в линейных, так и в кольцевых схемах. По сути, в качестве насыщаемого поглотителя, с той или иной степенью применимости, может выступать любая двухуровневая система. Это объясняет обилие работ, представленных на данный момент, в которых исследуются самые разнообразные материалы в роли насыщаемых поглотителей [67,68,69]. Наибольшее распространение получили лазеры на основе полупроводниковых насыщаемых поглотителей, помещенных на поверхность диэлектрического зеркала – SESAM (Semiconductor Saturable Absorber Mirror) и одностенных углеродных нанотрубок (ОУНТ). Рассмотрим более подробно свойства углеродных нанотрубок в следующем разделе.

1.3.2 Одностенные углеродные нанотрубки

ОУНТ стали использоваться в качестве насыщаемых поглотителей сравнительно недавно, первые работы по данной теме датируются 2003, 2004 годами [70,71]. Привлекательность ОУНТ, как насыщаемых поглотителей обусловлена рядом преимуществ, которые дает применение таких структур. Одним из основных достоинств нанотрубок является сравнительно низкая стоимость их производства, технология синтеза ОУНТ хорошо отработана и позволяет, при необходимости, достаточно просто изменять оптические параметры образцов. Помимо этого, углеродные нанотрубки легко встраиваются в волоконную схему, причем они могут работать как на отражение, при этом тонкий слой ОУНТ наносится на глухое зеркало [72,73,74], так и на пропускание. Наиболее распространенный способ встраивания нанотрубок в резонатор предусматривает использование модуля, состоящего из двух плотно соединенных друг с другом FC/APC коннекторов, в пространстве между которыми помещен слой нанотрубок [75,76,77]. Альтернативный способ использования нанотрубок был показан в [78], в которой был изготовлен полимерный световод, легированный нанотрубками. Также известны работы [79,80], в которых

нанотрубки наносились на поверхность D-shape световода или перетяжки (taper), в этом случае поле моды сердцевины, выходящее за пределы волокна, взаимодействовало со слоем нанотрубок на некотором отрезке световода. Используя данный подход, можно было добиться существенно большей величины поглощения, в сравнении с модулем на коннекторах, при сохранении сравнительно невысокой тепловой нагрузки на ОУНТ.

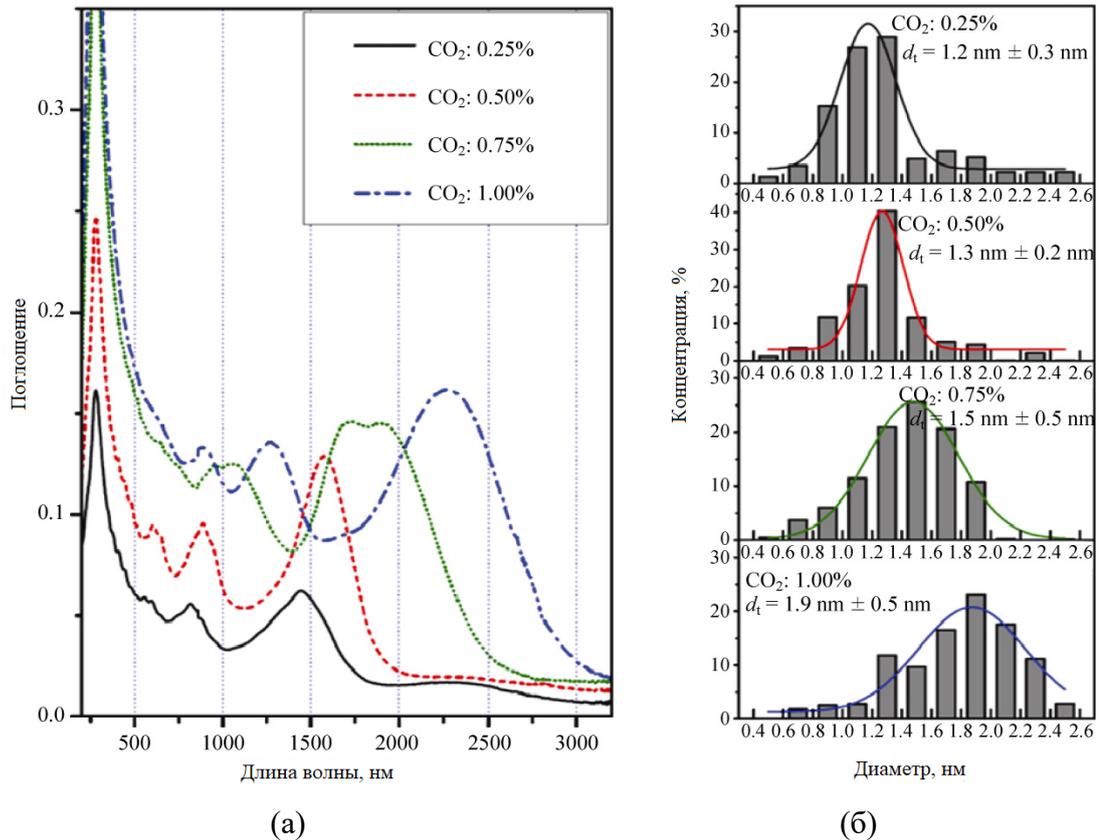


Рисунок 1.14 – Спектры поглощения образцов ОУНТ, синтезированных при температуре 880°C и различных концентрациях CO₂ методом аэрозольного химического осаждения из газовой фазы (а). Оценка распределения ОУНТ по диаметру при различных концентрациях CO₂, основанная на форме спектров поглощения (б) [81].

Оптические свойства ОУНТ определяются парой параметров – это диаметр нанотрубок и хиральность. В первом приближении можно считать, что ширина запрещенной зоны, определяющая спектральное положение пика поглощения нанотрубок, обратно пропорциональна диаметру нанотрубок (рисунок 1.14) [82,83,81]. Основным недостатком, присущим ОУНТ, является большие ненасыщаемые потери, что, отчасти, обусловлено присутствием в образцах двух типов нанотрубок: полупроводниковых и металлических. Резонансное

поглощение излучения и просветление наблюдается только у полупроводниковых нанотрубок. При этом металлические нанотрубки обеспечивают быструю релаксацию насыщаемого поглотителя.

Среднее время релаксации полупроводниковых нанотрубок составляет единицы пикосекунд, в то время как релаксация металлических нанотрубок на порядок быстрее. При синтезе ОУНТ в образце, как правило, присутствуют и полупроводниковые, и металлические нанотрубки, которые, в свою очередь, переплетаясь между собой, формируют сложные образования. Наличие подобных структур приводит к тому, что кинетика релаксации в слое ОУНТ состоит из двух компонент: быстрой, обусловленной наличием металлических, и медленной – полупроводниковых нанотрубок. Благодаря двухкомпонентной релаксации, ОУНТ могут использоваться для генерации импульсов длительностью в сотни фемтосекунд и, в то же время, позволяют добиваться уверенного самостоятельного старта импульсной генерации.

На данный момент существует два способа изготовления насыщаемых поглотителей на основе углеродных нанотрубок, это так называемая сухая аэрозольная технология и растворная методики. Первая предполагает непосредственное помещение слоя нанотрубок в том виде, в котором они были синтезированы, внутрь оптической схемы [84,85]. В рамках второго подхода используются различные растворители, полимеры, для равномерного распределения ОУНТ в их объеме и последующего помещения тонкого слоя полученной субстанции в резонатор [74,77,86].

В общем и целом, опыт применения ОУНТ, благодаря гибкой системе синтеза, малому размеру модулей, доступности и универсальности, показал отличное соответствие данной технологии и самих ОУНТ использованию в качестве насыщаемых поглотителей лазеров УКИ. Стоит также отметить, что ОУНТ, как и другие насыщаемые поглотители находят широкое применение в лазерах с модуляцией добротности. Изложению основных механизмов работы таких лазеров посвящен следующий раздел настоящей работы.

1.3.3 Модуляция добротности

Аналогично лазерам с синхронизацией мод можно выделить схемы с пассивной и активной модуляциями добротности. Однако, в противоположность лазерам с синхронизацией мод, изучение способов активной модуляции представлено в современной литературе так же широко, как и методы пассивной модуляции. Более того, использование таких активных элементов, как акустооптические модуляторы (ОУМ) и электрооптические модуляторы (ЭОМ) предоставляет существенно бóльшую свободу в управлении режимом генерации нежели насыщаемые поглотители. К преимуществам методов пассивной модуляции добротности можно отнести сравнительную простоту лазерных схем и доступность насыщаемых поглотителей.

Из большинства твердотельных лазеров с модуляцией добротности за один период модуляции выходит один оптический импульс, что хорошо согласуется с аналитическим решением скоростных уравнений [87,88]. Однако, в некоторых лазерах импульс разбивается на несколько эквидистантно расположенных пиков, отстоящих друг от друга на период равный времени обхода резонатора [89,90]. Детальное исследование данного явления было изложено в работе [91]. В частности, в статье было показано, что возникновение многопиковой структуры напрямую связано с режимом работы и характеристиками используемого затвора. Очевидно, что независимо от устройства модулятора он не может открыться и закрыться мгновенно. Для оценки скорости срабатывания затвора введем понятие времени нарастания (τ_r). Под данным термином будем понимать период времени, в течение которого пропускание затвора меняется от минимального до максимального значения. В [91] показано, что многопиковая структура проявляется тем более явно, чем короче время τ_r по сравнению со временем обхода резонатора (T). Если же $\tau_r \gg T$, то пиков не наблюдается (рисунок 1.15).

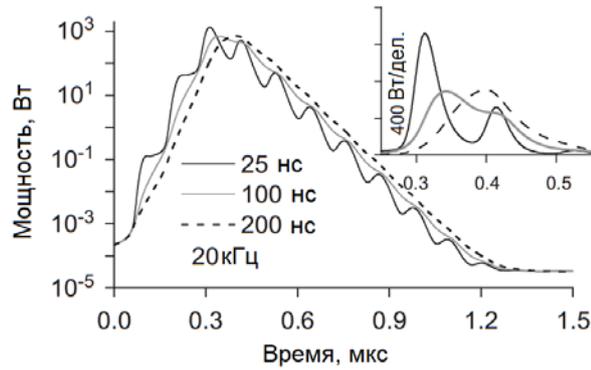


Рисунок 1.15 – Расчет огибающей импульсов в логарифмическом и линейном масштабах для значений τ_r 25, 100 и 200 нс при частоте повторения 20 кГц [91].

Таким образом, при фиксированных параметрах затвора появление пиков более вероятно в схемах с бóльшей длиной резонатора. Это, в частности, объясняет почему данный эффект практически не наблюдается в традиционных твердотельных лазерах на объемных элементах, в которых T на порядок, а то и два меньше τ_r .

Исследование совместного влияния мощности накачки и времени нарастания на возникновение пиков показало достаточно сложную зависимость (рисунок 1.16). Так, к примеру, добиться одноимпульсного режима в широком диапазоне мощностей легче в случае бóльших значений τ_r . Для получения же стабильного режима генерации необходимо попасть в точку заштрихованной области, достаточно удаленную от границ устойчивости.

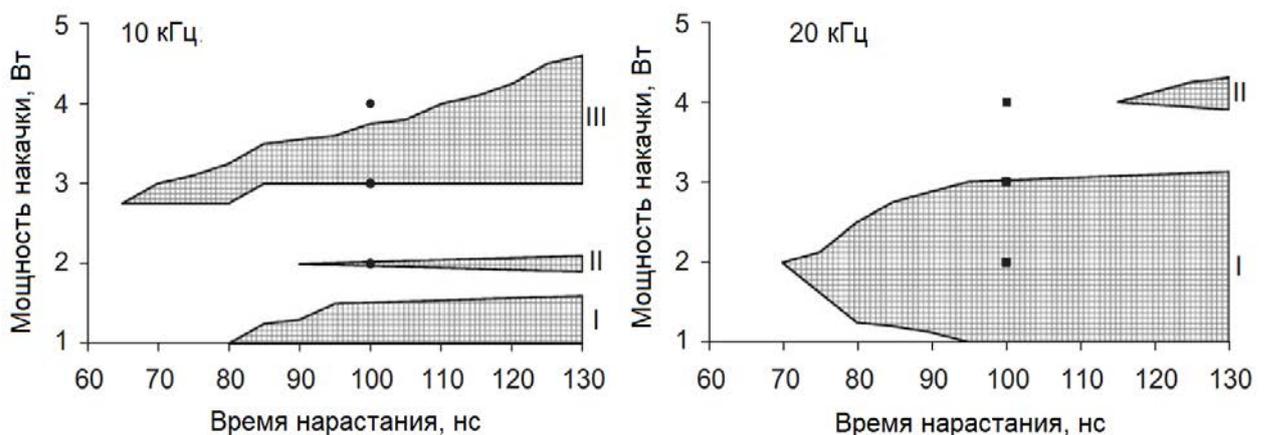


Рисунок 1.16 – Области одноимпульсного режима генерации (заштрихованы) при частотах модуляции 10 и 20 кГц в иттербиевом лазере с активной модуляцией добротности [91].

На энергию импульса и его длительность в значительной степени влияет частота модуляции (f). Если $f \leq 1/\tau$, где τ – время жизни люминесценции активной

среды, то выходная энергия и длительность слабо зависят от f , однако при $f > 1/\tau$ инверсия в лазерной среде не успевает достичь максимума, и, как следствие, увеличение f приводит к падению энергии в импульсе и увеличению его длительности, но росту средней мощности выходного сигнала. При $f \gg 1/\tau$ лазер работает в квазинепрерывном режиме и изменение f уже не влияет на среднюю мощность [64].

Варьирование времени, в течение которого затвор открыт (τ_0), также может сказываться на режиме работы лазера. При этом если τ_0 соответствует полному снятию инверсии активной среды гигантским импульсом, небольшое изменение данного параметра в большую или меньшую сторону слабо отражается на режиме работы лазера. Поэтому существенно больший интерес представляют два предельных случая, когда τ_0 сравнимо с длительностью импульса и когда $\tau_0 \rightarrow \infty$. Очевидно, что в пределе бесконечно долго открытого затвора генерация лазера через череду релаксационных колебаний переходит в режим непрерывной генерации [92]. Данный случай малополезен с точки зрения управления режимом импульсной генерации.

Если в режиме генерации наблюдается многопиковая структура, укорочение τ_0 позволяет получить квази-одноимпульсный режим, когда в побочных пиках сосредоточена существенно меньшая часть энергии. Стоит также обратить внимание на то, что согласно диаграмме устойчивости (рисунок 1.16) получить чисто одноимпульсный режим в случае малых τ_0 принципиально затруднено или невозможно.

1.3.4 Висмутовые импульсные лазеры

В данном разделе рассмотрим текущее состояние дел в сфере разработки импульсных источников на основе висмутовых световодов, как активной среды. Как отмечалось ранее, идея создания импульсных волоконных лазеров на висмутовой активной среде возникла практически сразу после демонстрации люминесценции в стеклах, легированных висмутом в 1999 году. Интерес к данной тематике был оправдан с самых разных точек зрения. Во-первых, использование

висмутовых световодов и стекол позволяло заполнить спектральный диапазон, недостаточно освоенный источниками на основе редкоземельных элементов. Во-вторых, широкая полоса люминесценции давала надежду ожидать такой же широкий спектр усиления в висмутовой активной среде, что, в свою очередь, крайне важно для лазеров УКИ. В-третьих, разработка новых источников открывала новые возможности для прикладного использования импульсных лазеров.

Первая работа по созданию импульсного лазера на висмутовом волокне датируется 2007 годом [93]. Подавляющее большинство работ по исследованию импульсных висмутовых волоконных лазеров, представленных в литературе, рассматривают различные режимы синхронизации мод в задающих генераторах на основе алюмосиликатных световодов с висмутом [93,94-101]. В большинстве из представленных работ удалось добиться генерации пикосекундных импульсов, при этом, так как кварцевые световоды в рабочем диапазоне алюмосиликатных световодов (1150 нм) имеют положительную дисперсию, для обеспечения отрицательной дисперсии внутри резонатора авторам приходилось использовать объемные дифракционные решетки [102,103] или чирпированные волоконные брэгговские решетки (ВБР) [98].

На момент начала работы по теме диссертации в литературе было представлено только две публикации по импульсным лазерам на висмутовых световодах с матрицей сердцевины отличной от алюмосиликатной (рисунок 1.17). Среди них работа по исследованию работы линейной схемы лазера на фосфоросиликатном висмутовом световоде [104]. Синхронизация мод в данном лазере достигалась с помощью полупроводникового зеркала SESAM. А управление дисперсией производилось с помощью чирпированных решеток. В другой работе [105] описывался режим самомодуляции добротности в германосиликатном висмутовом световоде с низким содержанием GeO_2 . Авторам удалось получить стабильную генерацию микросекундных импульсов в обычной линейной схеме без дополнительного использования насыщаемого поглотителя или активного модулятора.

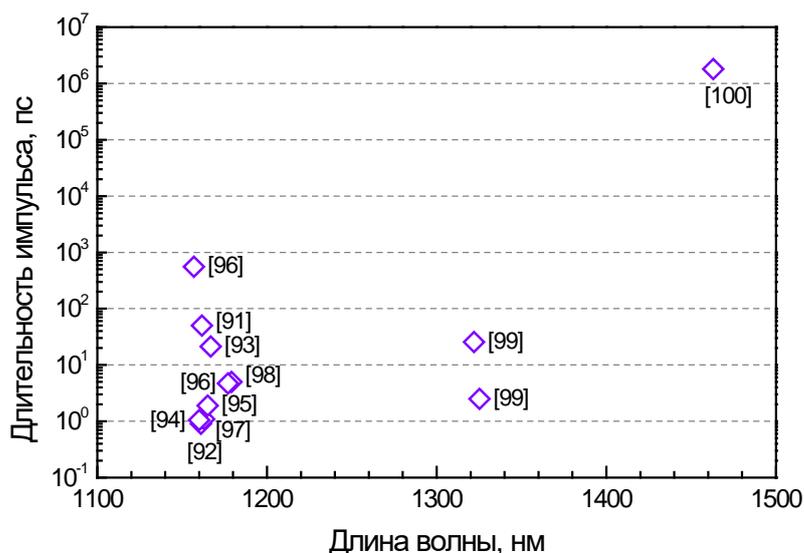


Рисунок 1.17 – Диаграмма работ, представленных на момент начала работы по тематике висмутовых импульсных лазеров, с указанием длины волны генерации и длительности импульсов.

Первый импульсный лазер на высокогерманатном световоде с висмутом был представлен в 2016 году [106]. В работе представлена линейная схема лазера с синхронизацией мод на ОУНТ.

Исследование импульсных лазеров с использованием висмутовых волокон, причем не только в качестве активной среды, показало отчетливую тенденцию формирования самопроизвольной импульсной генерации в случае присутствия висмутового световода в резонаторе. К примеру, не так давно была опубликована работа по исследованию самосинхронизации мод в кольцевом лазере на фосфоросиликатном световоде с висмутом [107]. Необычное применение германосиликатного световода, легированного висмутом, описано в [108], авторы работы использовали висмутовое волокно в качестве насыщаемого поглотителя для Tm-Ho лазера с пассивной синхронизацией мод, аналогичный подход использовался в [93]. Длительность импульсов на выходе из лазера составила ~4 нс.

При создании лазеров на висмутовом волокне исследователи неизменно сталкиваются с проблемой низкого (в особенности в сравнении со световодами, легированными редкоземельными элементами) погонного коэффициента усиления в активных световодах с висмутом. Данное обстоятельство приводит к

тому, что зачастую длина резонатора висмутового лазера составляет десятки метров, что неизбежно сказывается на стабильности работы лазера и повышает вероятность получения многоимпульсного режима генерации. Сравнительно недавно были опубликованы работы по теоретическому [109] и экспериментальному [110] исследованию формирования импульсных сгустков в лазере на ВАЦ-Si.

Представленный обзор отражает состояние дел по выбранной тематике настоящей работы на данный момент. Стоит отметить, что часть представленных трудов была опубликована в период активной работы по теме диссертации и, без сомнения, повлияла на структуру и направление исследований, проведенных автором.

Выводы к главе 1

В результате проведенного анализа литературных данных по тематике диссертации можно сделать следующие выводы:

1. В области разработки висмутовых активных световодов с матрицей на основе кварцевого стекла сделан значительный задел. Показано, что оптические свойства висмутовых волокон сильно зависят от состава матрицы сердцевины. В различных световодах с висмутом была получена люминесценция и усиление, покрывающие широкий спектральный диапазон от 1100 до 1800 нм.

2. Теоретическое и экспериментальное исследование оптических свойств световодов и стекол, легированных висмутом, позволяют выдвинуть предположение, что ВАЦ в германосиликатных волокнах представляет собой связанные друг с другом висмутовый ион с низкой валентностью и кислород-дефицитный центр.

3. На основе висмутовых световодов был разработан ряд эффективных непрерывных лазеров, усилителей.

4. Импульсные источники, на алюмосиликатных висмутовых световодах детально освещены в литературе, однако, работа импульсных лазеров на волокнах с фосфоросиликатной и германосиликатной матрицей сердцевиной изучена слабо.

Постановка задачи

Исходя из представленного обзора современного состояния дел, основные задачи диссертации формируются следующим образом:

1. Разработка эффективного фосфоросиликатного висмутового световода с высоким коэффициентом погонного усиления для использования в качестве активного световода в лазерных схемах с модуляцией добротности и синхронизацией мод.

2. Исследование возможности реализации пассивной синхронизации мод с помощью нелинейного кольцевого зеркала в лазере на основе фосфоросиликатного световода с висмутом, а также усиления импульсного сигнала в висмутовом усилителе в области 1,3 мкм.

3. Изучение возможности реализации активной модуляции добротности в лазере на фосфоросиликатном световоде с висмутом, исследование вопроса получения импульсов с максимальной энергетикой в таких лазерах с точки зрения ограничений, вызванных самой активной средой (не нелинейностью).

4. Исследование возможности создания импульсного лазера с пассивной синхронизацией мод в нелинейном кольцевом зеркале на основе германосиликатного висмутового световода с повышенным содержанием GeO_2 (>50%).

5. Определение абсолютной концентрации ВАЦ-Р и ее распределения в фосфоросиликатных световодах с висмутом и вычисление на их основе спектров сечений поглощения таких центров.

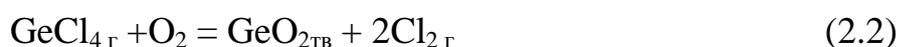
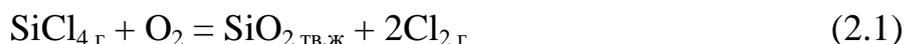
ГЛАВА 2 ТЕХНОЛОГИЯ ИЗГОТОВЛЕНИЯ ВИСМУТОВЫХ СВЕТОВОДОВ И МЕТОДЫ ИХ ИССЛЕДОВАНИЯ

2.1 Технология изготовления активных световодов

В данной работе исследовались висмутовые активные световоды следующих составов: фосфоросиликатные световоды и германосиликатные с повышенным содержанием GeO_2 (~50 мол. %). Концентрация висмута в исследуемых образцах была ниже порога чувствительности, имевшегося у нас в наличии измерительного оборудования (<0.02 ат. %). Поэтому, оценка относительного количества ВАЦ в световоде производилась по величине поглощения в пике в ближней ИК области (1,0 – 1,7 мкм).

Изготовление световодов производилось в две стадии: создание заготовки (преформы) световода и последующее вытягивание активного волокна. Заготовки висмутовых световодов изготавливались по отработанной технологии MCVD (Modified chemical vapor deposition) [111].

В основе данной технологии лежит осаждение оксидов кремния и других легирующих добавок (P, Ge, Bi) на внутреннюю поверхность опорной чисто кварцевой трубки (в качестве опорных в экспериментах использовались особо чистые трубки F300 фирмы Heraeus). Химические реакции, протекающие при синтезе преформы, могут быть записаны следующим образом:



В данном случае не указывается химическая реакция с участием ионов висмута, так как до сих пор нет ясности, в каком виде в сетку стекла входит висмут, образующий ВАЦ.

Изготовление заготовки проходило в несколько этапов: 1) Сначала на поверхность опорной трубки осаждался слой, состоящий из смеси SiO_2 с небольшим добавлением фосфора и фтора, в соотношении, дающем нулевой прирост показателя преломления относительно чистого кварцевого стекла. 2)

Затем, осаждался стеклообразующий слой матрицы сердцевины. При этом водородная горелка, инициирующая процесс окисления галогенидов, двигалась против направления потока газовой смеси исходных веществ (см. формулы (2.1-2.3)) и инертного газа. Температура осаждения исходных компонент составляла $\sim 2000^\circ\text{C}$. Продукты реакции образовывали на поверхности опорной трубки пористый слой оксидов. 3) Следующим этапом создания заготовки являлся процесс легирования пористого слоя висмутом. Через объем трубки пропусклась смесь ViBr_3 и инертного газа. На данной стадии движение горелки совпадало с направлением потока газов. 4) Затем пористый слой проплавлялся, образуя прозрачный стеклообразный слой без пузырей. В процессе создания заготовки на внутреннюю поверхность трубки могли наноситься несколько слоев, в этом случае процедуры 2) – 4) повторялись несколько раз. 5) Последним этапом изготовления преформы являлось схлопывание трубки. Для этого температура горелки повышалась до $\sim 2000\text{-}2200^\circ\text{C}$ и под действием сил поверхностного натяжения трубка сжималась, образуя стеклянный стержень.

Некоторые образцы фосфоросиликатных световодов с висмутом изготавливались по растворной технологии [112]. В целом, данная технология повторяет практически все вышеизложенные этапы метода MCVD, за исключением процесса легирования активными ионами. Введение висмута производилось с помощью пропитки пористого слоя раствором $\text{Vi}(\text{NO}_3)_3$. Затем проходила просушка внутренней поверхности трубки. Так как при остекловывании пористого слоя легирующая примесь имеет свойство испаряться из приповерхностной области, поверх слоя, пропитанного раствором с висмутом, наносились два дополнительных защитных слоя стеклообразующих компонент. После проплавления получившейся структуры защитные слои стравливались. Схлопывание заготовки происходило в атмосфере CCl_4 .

Завершающим этапом создания световода являлась вытяжка волокна из преформы при температуре $\sim 1830^\circ\text{C}$. Все исследуемые в данной работе световоды имели стандартный внешний диаметр 125 мкм, а длина волны отсечки первой высшей моды (λ_c) выбиралась с учетом обеспечения поглощения накачки и

работы в полосе усиления активного световода в одномодовом режиме. Соответственно, для фосфоросиликатных световодов λ_c лежала в диапазоне 900-1100 нм, а для высокогерманатных световодов – в районе 1200-1400 нм.

2.2 Измерение спектров поглощения

Для измерения спектров поглощения “слабого” сигнала (под “слабым” будем понимать такой сигнал, влияние которого на инверсию в активной среде незначительно) в висмутовых световодах использовался метод “облома” [113]. Суть данного метода заключается в сравнении спектров пропускания пробного излучения через световод различной длины. При этом для обеспечения максимальной повторяемости условий, в которых проводятся измерения, сначала определяется спектр пропускания ($P_{\text{дл}}(\lambda)$) для длинного отрезка ($L_{\text{дл}}$) исследуемого световода, затем он “обламывается” с одной стороны и измеряется аналогичный спектр ($P_{\text{кор}}(\lambda)$) для более короткого образца ($L_{\text{кор}}$). Так как в рамках наших измерений ввод и вывод излучения из изучаемого световода предполагает сваривание испытуемого образца с волоконными выходами источника света и измерительного устройства, ключевым условием обеспечения хорошей точности измерения является обеспечение повторяемости потерь на сварках двух световодов. В частности, именно поэтому исследуемый световод укорачивается только с одной стороны, как правило, той, с которой обеспечивается лучшая воспроизводимость сварки. Расчет потерь [дБ/м] в световоде производится по следующей формуле:

$$\alpha(\lambda) = \frac{10}{L_{\text{дл}} - L_{\text{кор}}} \log \frac{P_{\text{кор}}(\lambda)}{P_{\text{дл}}(\lambda)} \quad (2.4)$$



Рисунок 2.1 – Схема измерения спектра поглощения в световоде

Схема эксперимента представлена на рисунке 2.1. В качестве пробного сигнала использовалось излучение галогеновой лампы. Излучение источника с помощью объектива вводилось во вспомогательный световод, который уже сваривался с исследуемым. В наших экспериментах спектр пропускания измерялся с помощью оптических анализаторов спектра Agilent 86140В и HP 70004А. Для обеспечения приемлемой точности измерений длина исследуемого волокна выбиралась такой, что суммарные потери в световоде находились в диапазоне от 3 до 20 дБ.

2.3 Изучение насыщения поглощения в активном световоде и ОУНТ

Измерение насыщения поглощения в световоде подразумевает определение потерь в исследуемом образце в зависимости от мощности входящего излучения. Экспериментальная схема показана на рисунке 2.2. В качестве источника излучения выступал непрерывный лазер. Так как длина волны и форма спектра генерации лазера может зависеть от его выходной мощности, изменение величины сигнала производилось с помощью перестраиваемого аттенюатора. Для контроля мощности на входе в исследуемый световод, между аттенюатором и изучаемым образцом был помещен оптический мультиплексор, ответвлявший 1% падающего сигнала в измеритель мощности 2. 2.

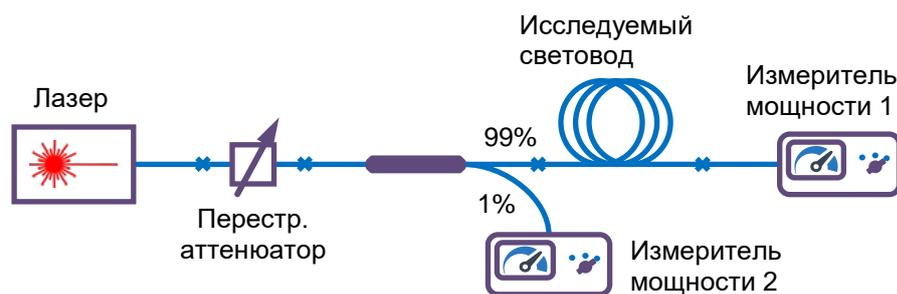


Рисунок 2.2 – Схема измерения насыщения поглощения

В остальном, процедура измерения насыщения поглощения повторяла действия, выполняемые при измерении спектра поглощения “слабого сигнала” в световоде, описанные выше. Данное измерение позволяет определить такой параметр активной среды, как ненасыщаемые потери, непосредственно влияющий

на эффективность усилителей и лазеров. Помимо этого, измерение мощности насыщения позволяет оценить величину сечения возбуждения.

В качестве источников накачки использовались:

Для фосфоросиликатного световода:

- 1.5 Вт ВКР лазер на 1230 нм;
- 300 мВт полупроводниковый лазерный диод на 1240 нм;
- 300 мВт лазер на алюмосиликатном световоде, легированном висмутом, перестраиваемый в диапазоне 1135-1200 нм;
- 150 мВт непрерывный лазер на фосфоросиликатном световоде с висмутом на 1330 нм;
- 100 мВт полупроводниковый лазерный диод на 1426 нм.

Для высокогерманатного световода:

- 2 Вт непрерывный Er-Yb лазер на 1570 нм.

Представленная схема также использовалась для измерения насыщения поглощения в ОУНТ. Однако в этом случае в качестве источника излучения выступал импульсный лазер, а вместо измерителей мощности 1 и 2 использовалась схема, состоящая из пары полупроводниковых InGaAs детекторов и многоканального аналого-цифрового преобразователя (АЦП). Модернизация схемы была продиктована необходимостью повысить точность измерения потерь (до ~0.01 дБ), соответственно, одновременное измерение сигнала на входе и на выходе из исследуемого образца, с помощью АЦП, позволяло значительно повысить точность измеряемых потерь независимо от стабильности работы лазера.

2.4 Определение усиления в активном световоде

Важной характеристикой активного световода является его оптическое усиление. Для измерения коэффициента усиления использовалась схема, приведенная на рисунке 2.3. Активный световод накачивался через спектрально селективный мультиплексор (WDM). В качестве источника сигнала использовался генератор суперконтинуума Fianium FemtoPower 1060. Из

широкого спектра источника с помощью акустооптического фильтра выделялась узкая полоса ~ 5 нм, которая с помощью системы линз (Л) вводилась в активный световод. Следует отметить, что используемый фильтр также позволял обезопасить генератор суперконтинуума от попадания в него излучения накачки. Так как излучение источника сигнала являлось частично поляризованным, во избежание флуктуаций в проводимых измерениях, в некоторых случаях перед активным световодом вваривался волоконный деполяризатор излучения.

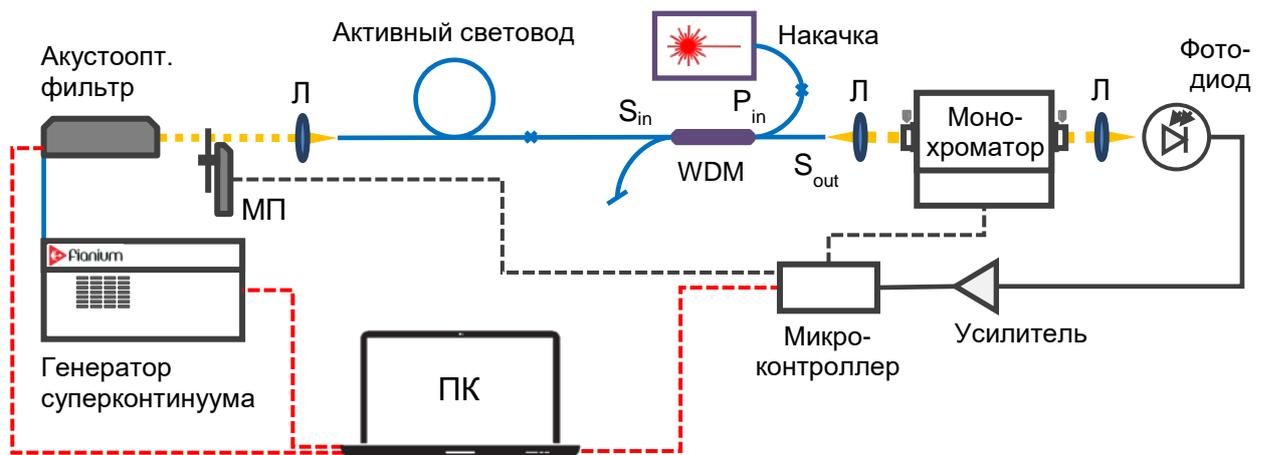


Рисунок 2.3 – Схема измерения усиления в световодах

Сигнал, прошедший через активный световод, попадал в мультиплексор, который позволял разделить сигнал (S_{out}) и излучение накачки (P_{in}). С помощью коллиматора сигнал вводился в монохроматор МДР-23, который выделял из падающего сигнала полосу шириной ~ 5 нм. Мощность сигнала на выходе из монохроматора фиксировалась с помощью InGaAs фотодиода Thorlabs FGA-01. Полученный электрический сигнал проходил через усилитель Thorlabs PDA200C, а, затем, попадал в микроконтроллер с АЦП. Для повышения точности производимых измерений в схеме использовался механический прерыватель (МП), который обеспечивал работу установки в режиме синхронного детектирования. Управление отдельными элементами схемы, а также сбор данных производился с помощью персонального компьютера.

Определение спектра усиления предусматривало несколько этапов, в целом, представляющих комбинацию измерений, описанных в предыдущих разделах. Сначала производилось измерение спектра пропускания активного световода в

отсутствии излучения накачки. Затем измерялся аналогичный спектр, но уже при включенной мощности накачки. После этого активный световод обламывался, и измерялся спектр пропускания более короткого отрезка волокна. Длина короткого отрезка световода должна была быть такой, чтобы суммарное поглощение (или усиление) в оставшемся куске было незначительным.

2.5 Исследование характеристик импульсной генерации

Так как импульсная генерация отличается богатой вариацией режимов (в сравнении с непрерывным сигналом), отдельное внимание следует уделить описанию схемы измерения параметров импульсов, изображенной на рисунке 2.4.

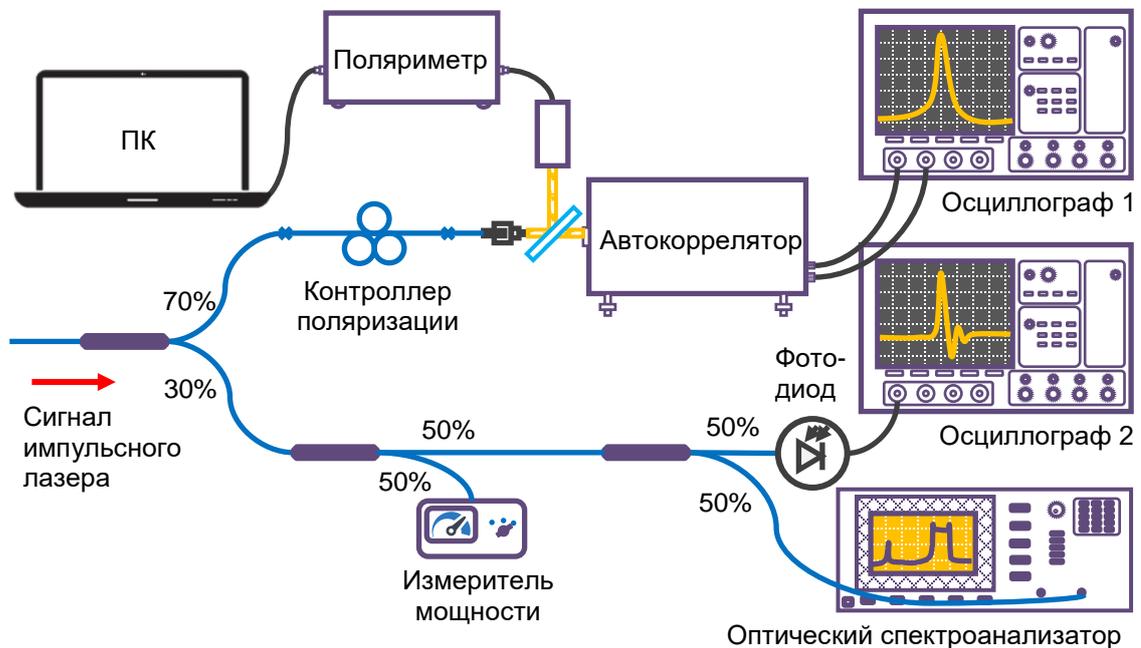


Рисунок 2.4 – Схема измерения характеристик импульсного сигнала

Сигнал на выходе из задающего генератора или усилителя поступал на вход измерительного комплекса и с помощью оптического разветвителя делился в соотношении 30/70. Большая часть мощности сигнала направлялась через контроллер поляризации (КП) на вход автокоррелятора Femtochrome FR-103HS (в некоторых измерениях использовались автокорреляторы Femtochrome FR-103 MN и INRAD 5-14B) с диапазоном сканирования 210 пс. Необходимость использования КП обусловлена поляризационной чувствительностью рабочих элементов автокоррелятора. Для измерения поляризационных характеристик сигнала перед входом в автокоррелятор помещалась стеклянная пластинка,

отражавшая ~10% мощности на вход поляриметра. Оставшиеся 30% сигнала делились пополам, одна из частей использовалась для оценки средней мощности сигнала, а другая половина делилась еще на две равные части, которые использовались для измерения спектра генерации и осциллограммы импульсов. Для измерения последней использовался InGaAs фотодиод с временем нарастания <400 пс и 1 ГГц осциллограф LeCroy WavePro 7100. Имевшиеся характеристики быстродействия зачастую не позволяли определить длительность импульса с помощью осциллограммы, однако из полученных данных можно было легко определить частоту повторения, стабильность генерации, а также ответить на вопрос, является ли режим многоимпульсным (за исключением тех случаев, когда импульсы образовывали так называемые связки (bunch) [109]).

Представленная система позволяла одновременно получать подробную информацию о всех основных характеристиках импульсной генерации.

ГЛАВА 3 ИЗУЧЕНИЕ ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ СВЕТОВОДОВ, ЛЕГИРОВАННЫХ ВИСМУТОМ [114,115,116,117,118]

В данном разделе будут рассмотрены оптические свойства фосфоросиликатных и высокогермантных световодов с висмутом различного состава с точки зрения их последующего применения в качестве активной среды импульсных лазеров с модуляцией добротности и синхронизацией мод.

3.1 Фосфоросиликатные световоды с висмутом

3.1.1 Поглощение в фосфоросиликатных световодах с висмутом

Совместно с ИХВВ РАН была изготовлена серия образцов фосфоросиликатных висмутовых световодов по газофазному и растворному вариантам MCVD технологии. Длина волны отсечки первой высшей моды находилась в области 1.1 мкм. Разница показателей преломления сердцевины и оболочки варьировалась от $4,5 \cdot 10^{-3}$ до $10 \cdot 10^{-3}$ и целиком определялась концентрацией фосфора в сердцевине световода.

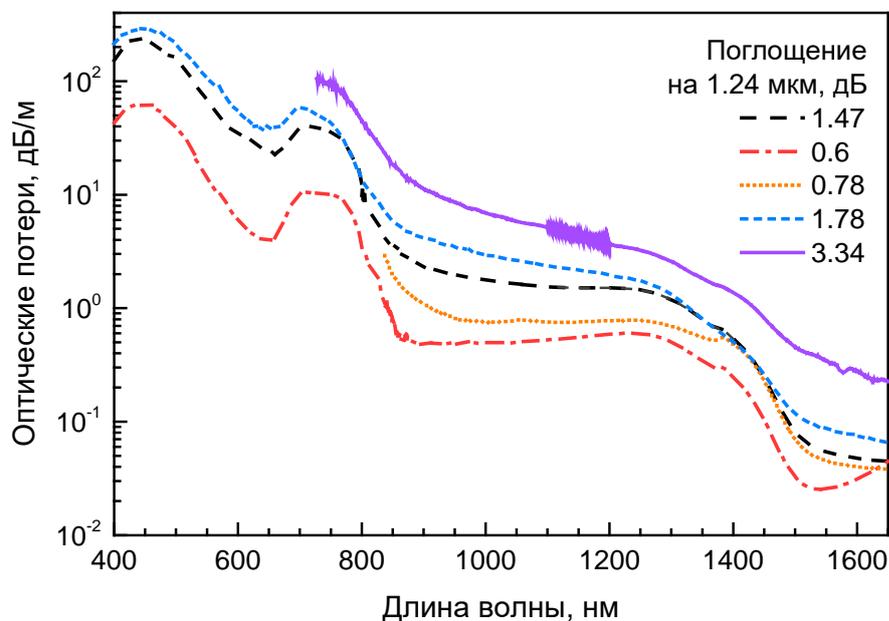


Рисунок 3.1 – Спектры оптических потерь в фосфоросиликатных световодах, легированных висмутом.

Примеры спектров поглощения в фосфоросиликатных световодах с различной концентрацией висмута представлены на рисунке 3.1. Из

представленных графиков отчетливо видно две полосы поглощения на длинах волн 450 и 730 нм, соответствующие ВАЦ-Р. Основной пик поглощения активного висмута, находящийся на длине волны 1240 нм, просматривается значительно хуже, в сравнении, например, с германосиликатными световодами с висмутом, из-за наличия ненасыщаемых потерь в световоде.

Как было отмечено ранее, определить концентрацию активного висмута в световоде методами рентгеноструктурного анализа и атомно-эмиссионной спектроскопии осложнено в силу её малости (<0,02 ат.%), поэтому в настоящей работе оценка количества ВАЦ в образце производилась по величине поглощения в пике на длине волны 1,24 мкм. Следует отметить, что данное предположение верно в том случае, когда величина ненасыщаемых потерь на выбранной длине волны много меньше поглощения слабого сигнала.

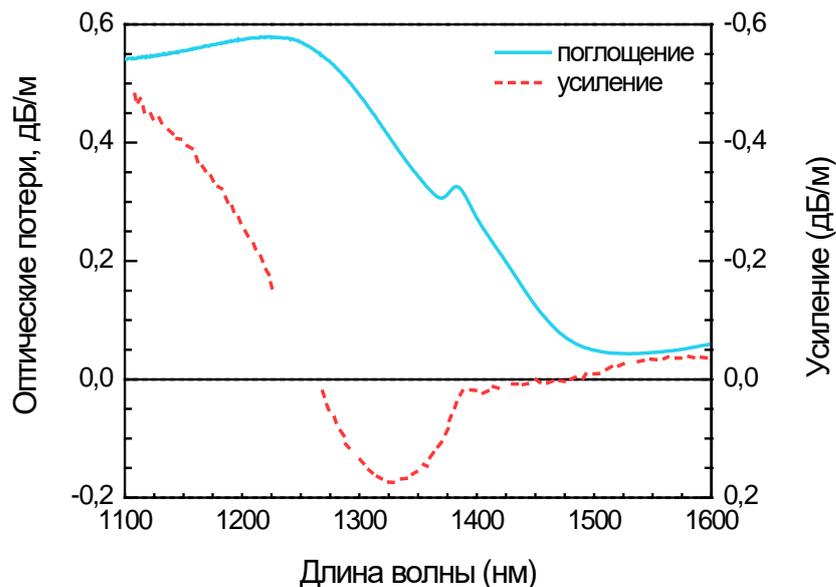


Рисунок 3.2 – Спектры поглощения и усиления в висмутовом фосфоросиликатном световоде

3.1.2 Исследование влияния концентрации ВАЦ на оптическое усиление

Типичный спектр усиления в фосфоросиликатном световоде при накачке на длине волны 1240 нм изображен на рисунке 3.2. На графике также изображен спектр оптических потерь в отсутствии излучения накачки. Сравнивая два этих спектра важно отметить, что во всем представленном спектральном диапазоне оптические потери при включенной мощности накачки не превышают уровень поглощения слабого сигнала, что говорит об отсутствии или сравнительно малом

поглощении из возбужденного состояния. Максимум усиления в фосфоросиликатном световоде с висмутом приходится на длину волны 1325 нм, а сам спектр имеет относительно симметричную форму, слегка искаженную полосой поглощения OH^- групп на длине волны 1380 нм. Следует также отметить, что ненулевое усиление в районе 1400 нм обусловлено присутствием в активном световоде так называемых ВАЦ-Si.

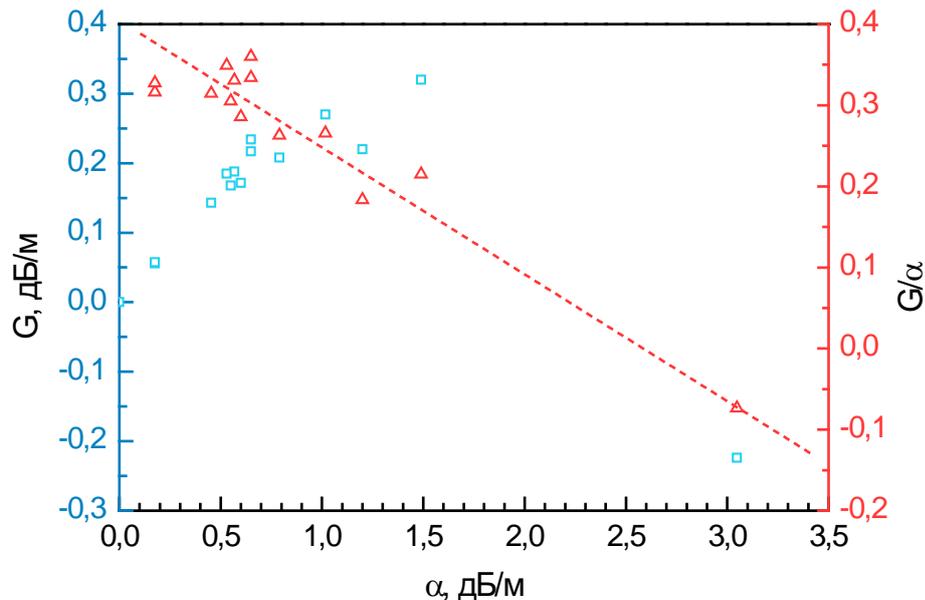


Рисунок 3.3 – Экспериментальные зависимости усиления – G (левая шкала) и отношения усиления к поглощению – G/α (правая шкала) в фосфоросиликатных висмутовых световодах от поглощения α на 1240 нм. Пунктирная прямая – линейная аппроксимация

На рисунке 3.3 представлены экспериментально измеренные зависимости усиления G в фосфоросиликатных световодах с различной концентрацией ВАЦ от поглощения на 1240 нм. Видно, что максимальное усиление на уровне $G=0,3$ дБ/м достигается в диапазоне поглощений ВАЦ от 1 до 1,5 дБ/м. Дальнейший рост концентрации активного висмута приводит к снижению усиления вплоть до отрицательных значений усиления (т.е. поглощения). Кроме того, на графике пунктиром представлена линейная аппроксимация зависимости отношения G/α , из графика видно, что эта величина меняется от 0,4 до $-0,1$ в рассматриваемом диапазоне концентраций ВАЦ. Очевидно, что чем больше значение G/α , тем более высокого КПД генерации можно ожидать от световода. Однако, при разработке лазеров с синхронизацией мод, как правило, требуется

обеспечить достаточно короткую длину резонатора для уменьшения дисперсионных и нелинейных эффектов. В этом случае удобно использовать активный световод с большим коэффициентом погонного усиления. В рамках данной серии фосфоросиликатных световодов был получен образец с максимальным известным на данный момент коэффициентом усиления 0,32 дБ/м. Данный результат особенно важен в случае висмутовых волокон, так как световоды, легированные висмутом, отличаются относительно низким (в сравнении со световодами с редкоземельными элементами) погонным усилением.

3.1.3 Насыщение поглощения в фосфоросиликатных световодах, легированных висмутом

Было проведено исследование влияния концентрации ВАЦ на ненасыщаемые потери. Результаты проведенных измерений зависимости уровня потерь от мощности излучения на 1240 нм для нескольких образцов световодов с различной концентрацией ВАЦ представлены на рисунке 3.4. Как видно из графика, по мере роста мощности накачки, поглощение в световоде постепенно снижается и, затем, выходит на уровень насыщения, который и соответствует ненасыщаемым потерям. Также, из рисунка 3.5 видно, что наибольшее отношение уровня исходных потерь к уровню остаточных потерь ($\alpha/\alpha_{\text{н}}$) имеют световоды с начальным поглощением в диапазоне от 0,18 до 0,6 дБ/м. Световоды с поглощением, не попадающим в указанный диапазон, имеют меньший уровень просветления. В случае световодов с поглощением менее 0,18 дБ снижение величины просветления ($\alpha/\alpha_{\text{н}}$) обусловлено уровнем серых потерь, не связанных с висмутом, поэтому ненасыщаемые потери в таких образцах примерно одинаковы, это хорошо видно по виду трех нижних кривых насыщения потерь на рисунке 3.4.

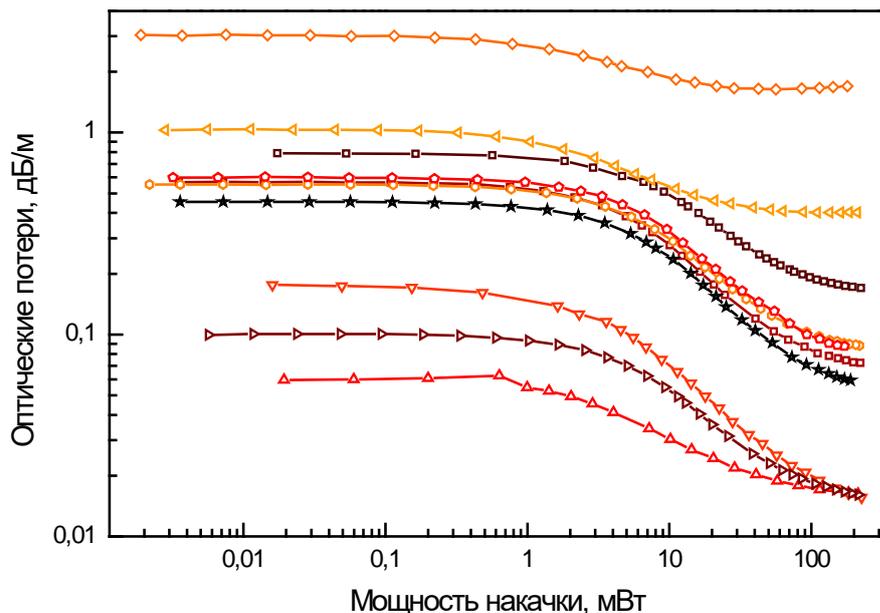


Рисунок 3.4 – Зависимость поглощения на 1240 нм от мощности сигнала в световодах с различной концентрацией ВАЦ

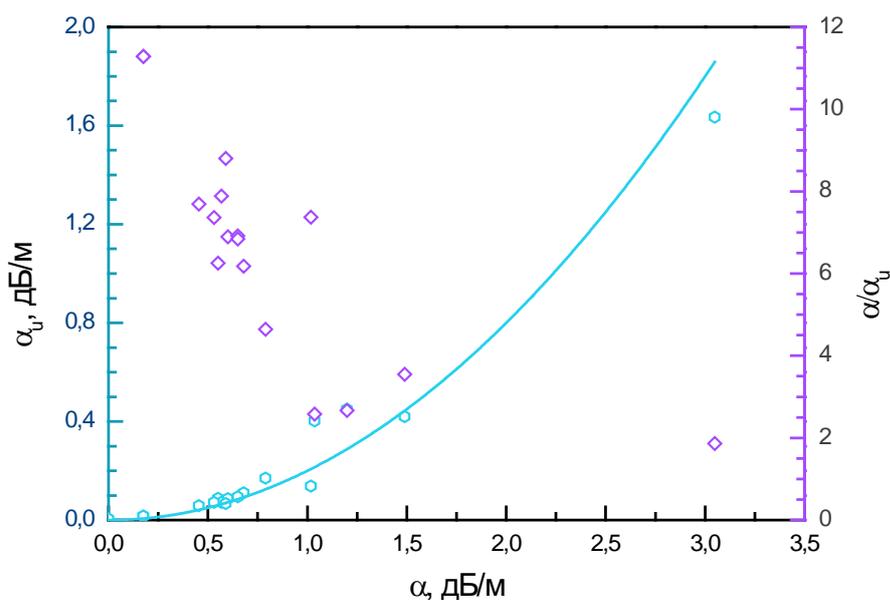


Рисунок 3.5 – Зависимость уровня ненасыщаемых потерь (α_u) и отношения поглощения к ненасыщаемым потерям (α/α_u) от поглощения (α) на 1240 нм в фосфоросиликатных световодах с висмутом.

В волокнах с затуханием более 0,6 дБ/м ухудшение просветления связано с дополнительными потерями, обусловленными наличием висмута в световоде, например, вследствие образования кластеров висмута. В частности, рост ненасыщаемых потерь при увеличении концентрации висмута, то есть $\alpha_u(\alpha)$

хорошо аппроксимируется параболой, что косвенно указывает на то, что данные потери обусловлены образованием димеров висмута.

При разработке импульсных лазеров с модуляцией добротности важной задачей является получение максимально возможной энергии в импульсе, которая неотъемлемо связана с параметрами активного световода. В свою очередь, предел максимально достижимой энергии наступает тогда, когда световод перестает усиливать сигнал (увеличивать энергию в импульсе), иными словами, когда количество фотонов, рождаемых в активной среде, сравнивается с количеством фотонов, поглощаемых ненасыщаемыми потерями. Очевидно, что первая величина должна быть пропорциональна концентрации ВАЦ, то есть поглощению на 1240 нм или, что более точно, активному поглощению (разнице между суммарными и ненасыщаемыми оптическими потерями на 1240 нм). Также, нет сомнений, что количество поглощаемых фотонов пропорционально ненасыщаемым потерям. Таким образом, активный световод, обеспечивающий максимальную экстрагируемую энергию, можно определить из условия максимума отношения активных потерь ($\alpha - \alpha_u$) к ненасыщаемым (α_u).

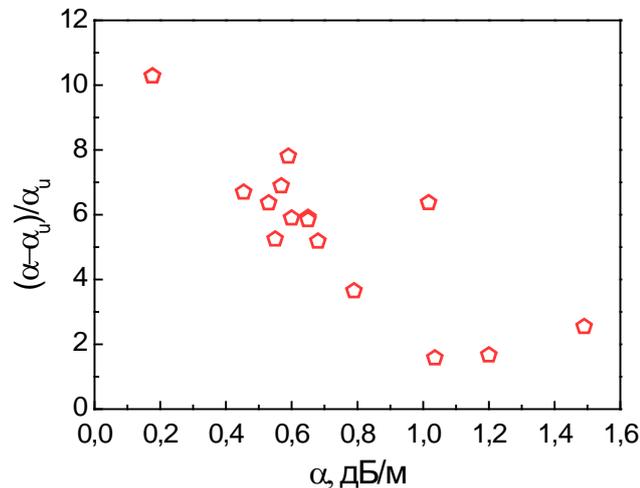


Рисунок 3.6 – Зависимость отношения активных потерь к ненасыщаемым от поглощения на длине волны 1240 нм.

Из рисунка 3.6 видно, что максимальную энергию в импульсе можно извлечь из световода с минимальным поглощением (~0,18 дБ/м), однако, в этом случае необходимо принять во внимание то, что в случае использования низкоконцентрированных световодов резко увеличивается длина активного световода,

которую требуется использовать для достижения приемлемого усиления. Например, чтобы получить усиление слабого сигнала на уровне ~ 40 дБ в таком световоде ($G=0,0576$ дБ/м) потребуется использовать отрезок волокна длиной ~ 700 м. При таких длинах световода внутри резонатора импульсного лазера с модуляцией добротности достижение максимальной энергии в импульсе затруднено в силу превышения порога вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР), действие которого способствует перекачке энергии в первый стоксов пик ВКР усиления. Поэтому, более логичным выглядит использование волокон с поглощением в области $0,6$ дБ/м, которые обеспечивают более чем в три раза большее усиление, и, при этом, имеют всё ещё достаточно низкие ненасыщаемые потери.

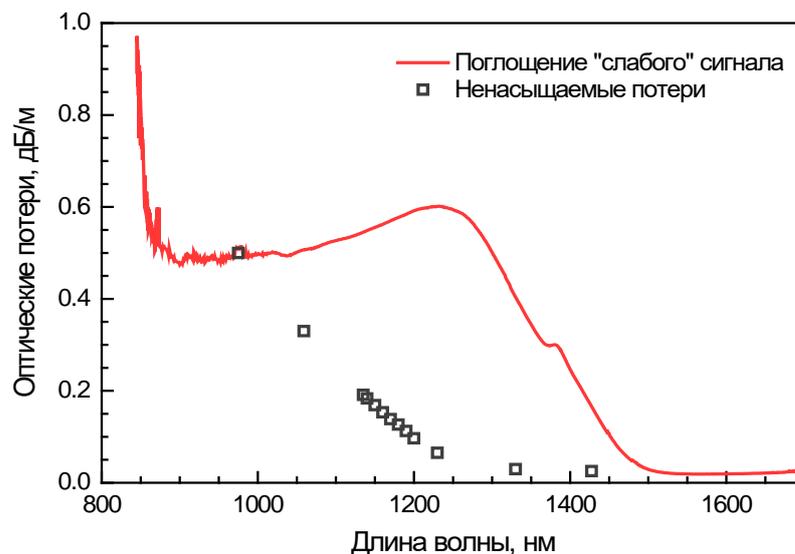


Рисунок 3.7 – Спектр оптических потерь и зависимость ненасыщаемых потерь от длины волны в фосфоросиликатном световоде, легированном висмутом.

Мы также исследовали зависимость ненасыщаемых потерь в активном фосфоросиликатном световоде в зависимости от длины волны зондирующего сигнала. В качестве экспериментального образца был выбран световод с поглощением $\sim 0,6$ дБ на 1240 нм, оптимальный в плане оптического усиления и ненасыщаемых потерь. Результаты измерений представлены на рисунке 3.7. Видно, что ненасыщаемые потери резко возрастают с уменьшением длины волны зондирующего излучения, и на длине волны ~ 980 нм равны поглощению слабого сигнала. Можно полагать, что при более коротких длинах волн излучения будет

наблюдается оптическое затемнение световода, указывающее на присутствие поглощения из возбужденного состояния. Если вычесть из спектра оптических потерь ненасыщаемые, то полученный спектр будет соответствовать активному поглощению в фосфоросиликатном световоде (рисунок 3.8). Как известно, данный спектр для рассматриваемого типа световодов состоит из полос поглощения ВАЦ-Si и ВАЦ-P. Так как форма спектра поглощения ВАЦ-Si хорошо известна, то легко восстановить форму ВАЦ-P, подобрав соответствующий уровень поглощения кремниевых центров. Спектр ВАЦ-P также показан на рисунке 3.8 (мы не производили вычет полосы поглощения ОН-групп так как ее наличие слабо сказывалась на конечной форме спектра).

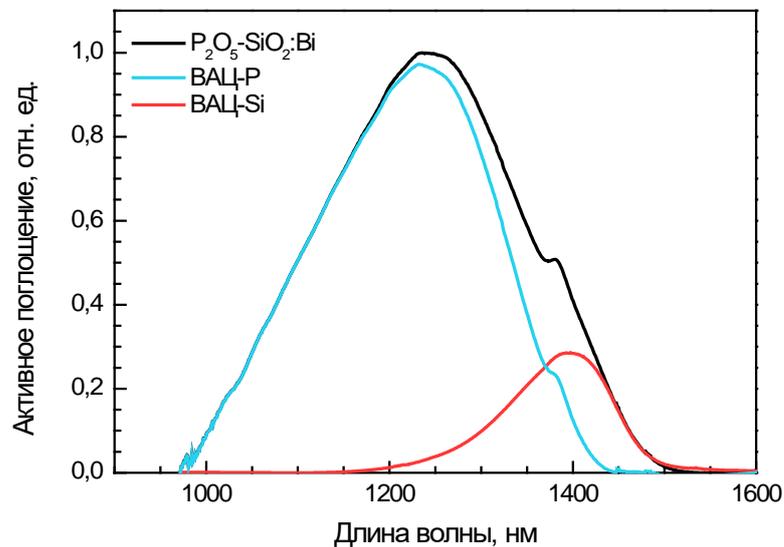


Рисунок 3.8 – Спектр активного поглощения в фосфоросиликатном световоде с висмутом

Ширина полосы ВАЦ-P по полувысоте составляет ~230 нм, что значительно превышает соответствующую величину ВАЦ-Si (~120 нм). Однако спектры усиления имеют сравнительно одинаковую ширину ~100 нм. Следовательно, можно предполагать, что большая ширина полосы поглощения фосфорных центров обусловлена неоднородным уширением.

3.1.4 Усиление в фосфоросиликатных световодах с висмутом в зависимости от длины волны накачки

Исходя из того, что в фосфоросиликатных световодах, легированных висмутом, наблюдается значительное неоднородное уширение полосы

поглощения ВАЦ-Р, закономерно ожидать существенную зависимость усилительных свойств таких волокон, в частности положения спектра усиления, от длины волны накачки. Данный вопрос косвенно изучался в рамках работы [119], где использовались два источника накачки на длинах волн 1240 и 1270 нм для накачки висмутового усилителя. Тем не менее, последовательное и всестороннее изучение этого вопроса все еще не сделано. В данном разделе, исследуем усиление в фосфоросиликатном висмутовом световоде при накачке в диапазоне от 1140 до 1270 нм.

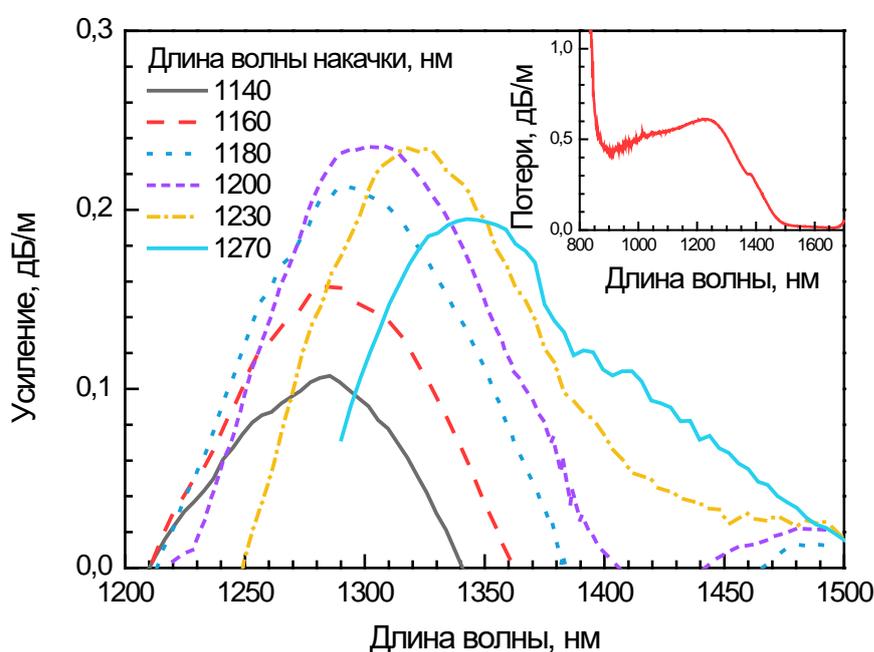


Рисунок 3.9 – Спектры усиления в фосфоросиликатном световоде с висмутом при накачке в диапазоне от 1140 до 1270 нм. Поглощение слабого сигнала в образце исследуемого световода (вставка).

В качестве опытного образца висмутового волокна был взят световод с типичными характеристиками поглощения (см. вставку на рисунке 3.9) и просветления аналогичными представленным ранее на рисунках 3.2 и 3.7. Спектры усиления при разных длинах волн накачки показаны на рисунке 3.9. Мощность накачки во всех представленных случаях составляла ~ 200 мВт, а непоглощенная накачка на выходе из исследуемого активного световода ~ 80 мВт. Как можно видеть из рисунка, положение спектра усиления сильно зависит от длины волны источника накачки. При этом форма спектральной линии

практически не претерпевает изменений, за исключением кривой усиления при накачке на 1270 нм, что обусловлено более эффективным возбуждением ВАЦ-Si на этой длине волны и, как следствие, более существенным вкладом таких центров в спектр усиления, также следует отметить, что в диапазоне длин волн накачки 1200-1230 нм высота пика усиления меняется слабо.

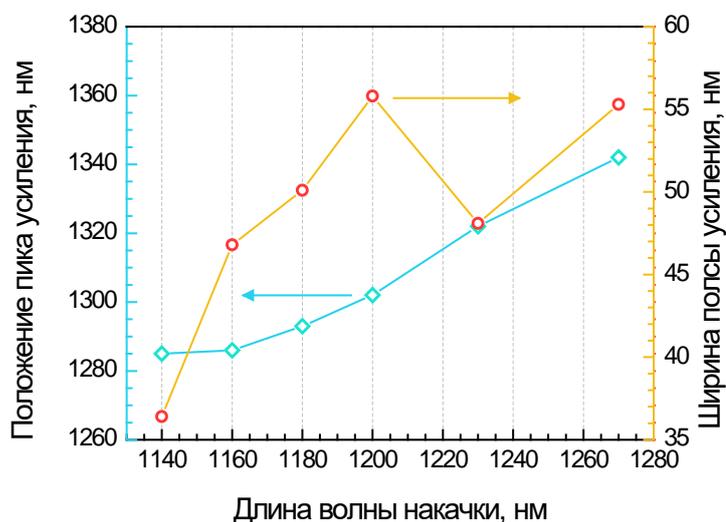


Рисунок 3.10 – Зависимость положения пика усиления от длины волны накачки и ширина полосы усиления по уровню 85% от максимума.

На рисунке 3.10 показана зависимость положения пика и ширины полосы усиления, как функции длины волны накачки. Причем если пик усиления монотонно смещается в длинноволновую часть спектра вместе с длиной волны накачки, то ширина полосы уже не имеет такой отчетливой зависимости. Сильная зависимость усилительных свойств в фосфоросиликатном световоде, легированном висмутом, от длины волны источника накачки может быть использована для уширения спектра усиления, как в длинноволновом, так и коротковолновом направлении в сравнении с усилением сигнала при накачке на 1230 нм.

3.2 Германосиликатные световоды с высоким содержанием GeO_2

Известно, что в высокогерманатных висмутовых световодах помимо ВАЦ-Si, ответственных за люминесценцию и усиление в области 1,45 мкм, присутствуют так называемые ВАЦ-Ge, работающие в области 1,7 мкм. В данном разделе рассмотрим основные характеристики таких световодов.

Как и фосфоросиликатные висмутовые световоды, высокогерманатные волокна изготавливаются по MCVD технологии (см. раздел 2.1). Типичной концентрацией GeO_2 , необходимой для получения эффективного висмутового световода для диапазона 1,7 мкм является 40-50 мол. %, что приводит к сравнительно высокой разнице показателей преломления между сердцевиной и оболочкой (Δn), при использовании чистого кварцевого стекла для последней. Как правило, в таких световодах $\Delta n \sim 70 \cdot 10^{-3}$. В результате, для обеспечения длины волны отсечки первой высшей моды в области 1,2 мкм, диаметр сердцевины должен составлять ~ 2 мкм.

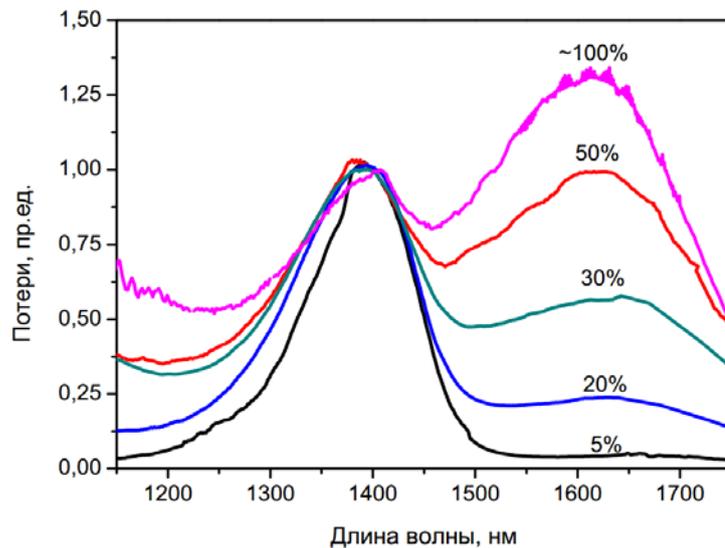


Рисунок 3.11 – Нормированные спектры оптических потерь в световодах, легированных висмутом состава $x\text{GeO}_2 - (100-x)\text{SiO}_2$ [120].

Исследование зависимости активного поглощения ВАЦ-Ge при различных концентрациях GeO_2 в сердцевине показано на рисунке 3.11. Спектры были измерены методом облома, соответствующее содержание GeO_2 в мол. % указано в подписи к кривой. Как видно, относительный уровень полосы поглощения на $\sim 1,64$ мкм, обусловленный наличием ВАЦ-Ge в сердцевине световода, напрямую связан с содержанием германия. Однако в силу технологической сложности изготовления высокогерманатных волокон с концентрацией $\text{GeO}_2 \sim 100$ мол. %, надлежащего оптического качества, в частности, по уровню серых потерь в световоде, лучшую эффективность, в плане использования в качестве активной

лазерной среды, продемонстрировали германосиликатные образцы с 50 мол. % GeO_2 .

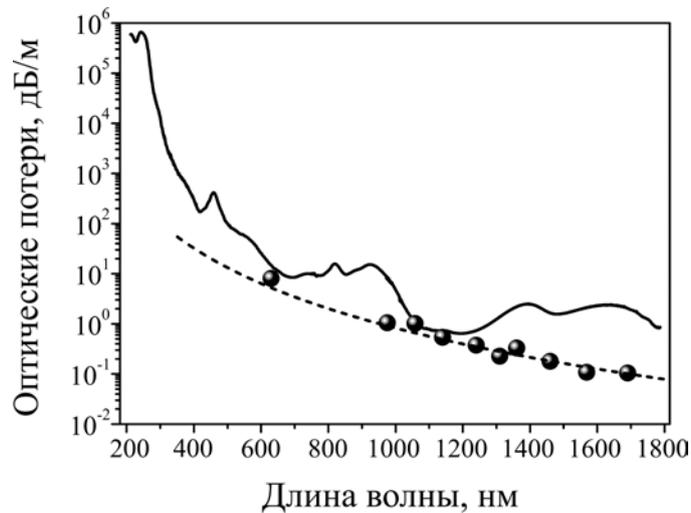


Рисунок 3.12 – Спектр поглощения высокогерманатного световода с висмутом (сплошная линия). Уровень ненасыщаемых потерь для различных длин волн (точки), экстраполяция, измеренных значений (пунктирная линия) [121].

Важной характеристикой активного световода является уровень ненасыщаемых потерь. На рисунке 3.12 представлена спектральная зависимость ненасыщаемых потерь. Легко заметить, что данные потери растут с уменьшением длины волны, при этом в рабочей области (1500-1800 нм) их значение не превышает 0,3 дБ/м. Как и в случае фосфоросиликатных световодов с висмутом, в высокогерманатных волокнах уровень ненасыщаемых потерь растет с увеличением концентрации висмута в образце.

Исследование поглощения в полосе ВАЦ-Ge на длине волны 1650 нм в германосиликатных висмутовых световодах с концентрацией GeO_2 50 мол.% [120] показало, что с увеличением концентрации висмута в волокне активное поглощение растет по закону близкому к линейному, в то время как аналогичная зависимость для ненасыщаемых потерь существенно нелинейная и может быть описана полиномом со степенью >1 (см. рисунок 3.13).

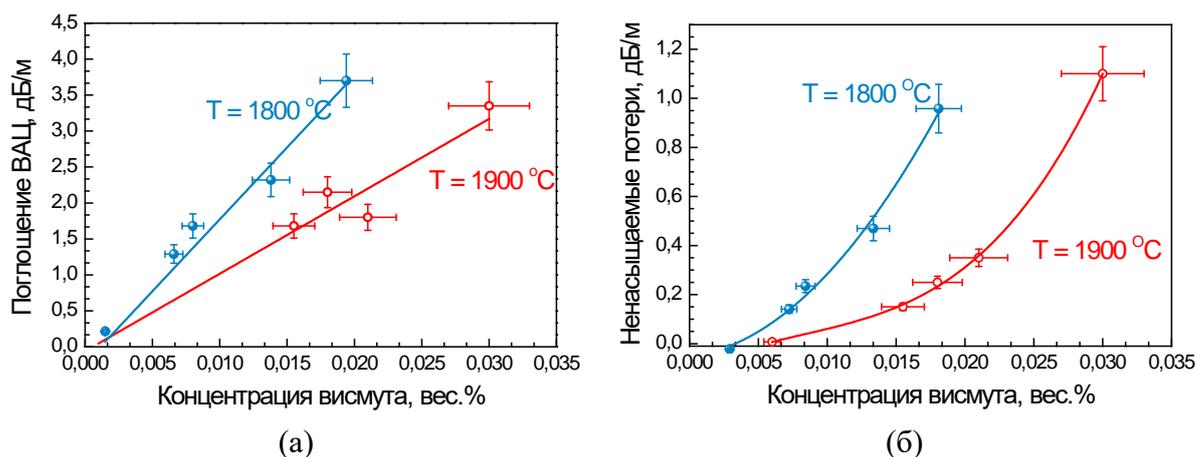


Рисунок 3.13 – Зависимость поглощения ВАЦ (а) и ненасыщаемых потерь от концентрации висмута в световоде для различных температур синтеза заготовки [120].

Несмотря на интенсивное изучение свойств висмутовых волокон, на сегодняшний день решение задачи получения активных световодов с относительно большим поглощением (10, 100 дБ/м) и низкими ненасыщаемыми потерями сильно затруднено. Сравнительно неплохие результаты были достигнуты только для ВАЦ-Si в германосиликатных световодах с низким содержанием германия, для которых удалось достичь усиления ~5 дБ/м (1430 нм) при уровне поглощения в световоде на 1400 нм ~17 дБ/м.

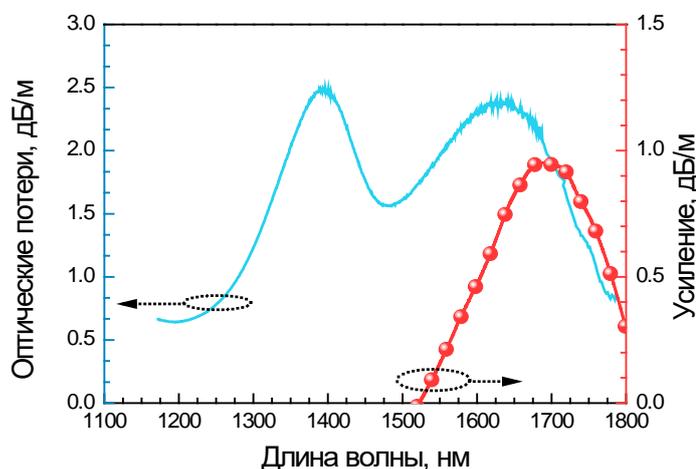


Рисунок 3.14 – Спектр оптических потерь и усиления в высокогерманатном световоде с висмутом

В связи с вышеизложенным в данной работе мы использовали образец высокогерманатного висмутового световода с поглощением на длине волны 1650 нм равным 2,4 дБ/м. Спектр потерь “слабого” сигнала и усиления при накачке на

1460 нм представлен на рисунке 3.14. Усиление в данном образце составило ~1 дБ/м в пике на 1700 нм.

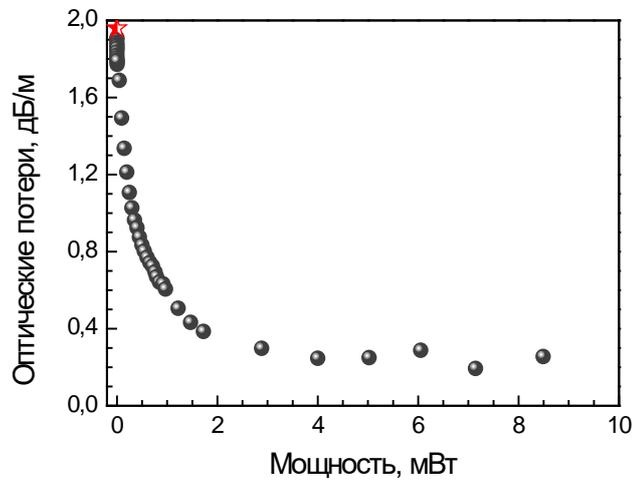


Рисунок 3.15 – Зависимость поглощения в высокогерманатном световоде с висмутом от мощности сигнала.

Также следует отметить, что в силу малого диаметра сердцевины световода, мощность насыщения в высокогерманатных световодах невелика и составляет ~0,2 мВт на длине волны 1550 нм, что хорошо видно из зависимости поглощения в световоде от мощности накачки, показанной на рисунке 3.15 (звезда соответствует потерям слабого сигнала). В частности, малая сердцевина совместно с высоким содержанием GeO_2 также приводит к большему коэффициенту нелинейности в таком световоде $\gamma_{\text{BiGe}} = 0,04 \text{ Вт}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$ на длине волны 1700 нм, что, безусловно, оказывает значительное влияние на работу импульсного лазера.

Далее перейдем к непосредственному описанию лазерных схем на основе рассмотренных висмутовых световодов.

Выводы к главе 3

1. Совместно с ИХВВ РАН была изготовлена серия фосфоросиликатных световодов, легированных висмутом.

2. Измерены спектры поглощения, усиления и ненасыщаемых потерь в световодах с различной концентрацией ВАЦ. Получены фосфоросиликатные висмутовые световоды с максимальным, известным на данный момент,

коэффициентом усиления 0,32 дБ/м и максимальным отношением оптических потерь к ненасыщаемым ~ 11 .

3. По экспериментально измеренной зависимости ненасыщаемых потерь от длины волны был получен спектр активных потерь, а также оценен вклад в полученную полосу ВАЦ-Si и ВАЦ-P в фосфоросиликатном световоде с висмутом.

4. На основе проведенных измерений, выбраны висмутовые световоды наиболее подходящие для использования в качестве активной среды импульсных лазеров с модуляцией добротности и синхронизацией мод и для них оптимальный диапазон концентраций ВАЦ-P. В частности, для лазеров с модуляцией добротности для максимизации энергии в импульсе оптимальными являются световоды с максимальным просветлением и сравнительно высоким уровнем усиления, а для лазеров с синхронизацией мод оптимальным является световод с максимальным погонным усилением.

ГЛАВА 4 ВОЛОКОННЫЕ ЛАЗЕРЫ С ПАССИВНОЙ СИНХРОНИЗАЦИЕЙ МОД [114,115,122,123,124,125,126,127,128,129,130,]

В данной главе будут рассмотрены генерационные свойства лазеров с пассивной синхронизацией мод, реализованной двумя различными способами, с использованием нелинейного эффекта Керра и насыщаемого поглотителя на одностенных углеродных нанотрубках. В качестве активной среды лазера были выбраны висмутовые активные световоды с фосфоросиликатным и высокогерманатным стеклом сердцевины.

4.1 Принцип работы нелинейного кольцевого зеркала

Существующие волоконные импульсные лазеры, работа которых основана на нелинейном оптическом эффекте Керра, могут быть поделены на кольцевые схемы, использующие нелинейное вращение поляризации, и лазеры, резонаторы которых имеют форму восьмерки, с синхронизацией мод в нелинейном оптическом кольцевом зеркале или нелинейном усиливающем кольцевом зеркале. Схема лазера на нелинейном зеркале была предложена в конце 80-х годов [131]. Ключевым элементом такого лазера является кольцевое зеркало Саньяка. Принцип работы зеркала достаточно прост, рассмотрим его работу на примере нелинейного оптического кольцевого зеркала (nonlinear optical loop mirror – NOLM), представленного на рисунке 4.1. На вход несимметричного разветвителя поступает некоторый сигнал. Пройдя через мультиплексор, сигнал делится в разной пропорции на два канала. Положим, что по часовой стрелке распространяется сигнал большей мощности, а, соответственно, против часовой – меньшей. Если сигнал на входе имел малую интенсивность, то набег фазы обеих частей разделившегося сигнала будет одинаковый, и, попав обратно в разветвитель, две части сложатся и, в соответствии с классическим действием зеркала Саньяка, отразятся во входной канал (в данном случае ограничимся рассмотрением изотропных световодов). Иное действие наблюдается, когда сигнал имеет большúю интенсивность. В этом случае начинают проявляться нелинейные эффекты, в частности, фазовая самомодуляция (ФСМ), действие

которой выражается в том, что сигнал приобретает дополнительный нелинейный набег фазы (φ_{nl}), и этот набег тем больше, чем больше его интенсивность:

$$\varphi_{nl} = \gamma \cdot l \cdot P, \quad (4.1)$$

где γ – нелинейный коэффициент, l – длина световода, а P – мощность сигнала.

Таким образом, повторяя ситуацию, описанную выше для случая слабого сигнала, в разветвителе “большой” сигнал делится на две части, каждая из которых, пройдя через световод кольца зеркала, получит уже различный набег по фазе, в силу разной интенсивности (или мощности сигнала, см. (4.1)). В результате, если данная разность между нелинейными прибавками по фазе составит $(2n+1)\pi$, то сигнал преимущественно отразится в канал противоположный входному.

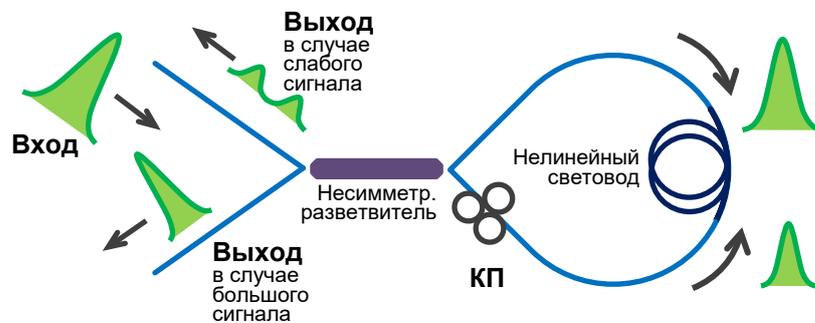


Рисунок 4.1 – Принцип работы нелинейного оптического кольцевого зеркала

В случае если на вход зеркала поступает импульсный сигнал с большой пиковой интенсивностью, то аналогично приведенному выше сценарию крылья импульса, имеющие малую интенсивность, отразятся во входной канал, а пик, соответственно, в другой. Для снижения порога пиковой интенсивности, необходимой для эффективной работы зеркала, в состав кольца, как правило, дополнительно включают отрезок световода с большой нелинейностью. Дополнительная гибкость зеркала достигается включением в схему контроллера поляризации.

Аналогичный принцип работы имеет нелинейное кольцевое усиливающее зеркало (в иностранной литературе распространена аббревиатура NALM – nonlinear amplifying loop mirror). Однако в этом случае разница в интенсивностях сигналов, распространяющихся друг навстречу другу, достигается не за счет несимметричного деления сигнал в разветвителе, а благодаря наличию усилителя

(активного световода) по одну сторону относительно нелинейного волокна. В таком случае вместо несимметричного разветвителя можно использовать обычный делитель 50:50, при этом та часть сигнала, которая пройдет сначала через усилитель, а затем через нелинейный световод приобретет больший нелинейный набег по фазе, нежели та, что усилится в конце.

Теоретическое исследование работы схемы на нелинейном зеркале можно найти, например, в [132]. Для оценки пропускания усиливающего зеркала (T) удобно использовать выражение:

$$T = 1 - 2\alpha \cdot (1 - \alpha) \cdot \left(1 + \cos\left((1 - \alpha - g \cdot \alpha) \cdot \gamma \cdot P \cdot l_{\text{NALM}} \right) \right), \quad (4.2)$$

где α – коэффициент деления разветвителя, g – суммарное усиление в активном световоде (в линейных единицах), P – мощность на входе в зеркало, а l_{NALM} – длина петли зеркала, γ – нелинейный коэффициент. В случае если φ_{nl} , преимущественно, определяется набегом фазы в нелинейном световоде, вместо l_{NALM} следует взять длину нелинейного световода, а вместо γ соответствующий коэффициент нелинейного волокна. Для NOLM схемы следует положить $g=1$.

Отдельно следует отметить, что работа нелинейного зеркала сильно зависит от двулучепреломления в световодах, образующих кольцо зеркала Саньяка.

Рассмотрим NOLM схему с симметричным разветвителем. Положим, что нелинейный световод в зеркале является двулучепреломляющим, тогда набег по фазе каждого из двух, распространяющихся навстречу сигналов, будет зависеть от их поляризации. Для большей ясности рассмотрим частный случай, когда сигнал, идущий по часовой стрелке (обозначим его cw – clockwise), имеет линейную поляризацию и распространяется вдоль быстрой оси нелинейного световода, а излучение, идущее навстречу (ccw – counterclockwise), также линейно поляризовано, но идет уже вдоль медленной оси (см. рисунок 4.2). В этом случае разность фаз между противоположно направленными составляющими входного излучения будет ненулевой даже в случае слабой интенсивности последних. В итоге, разность фаз, обусловленная двулучепреломлением, может быть записана в виде:

$$\Delta\varphi_{bf} = L \frac{2\pi}{\lambda} (n_s - n_f). \quad (4.3)$$

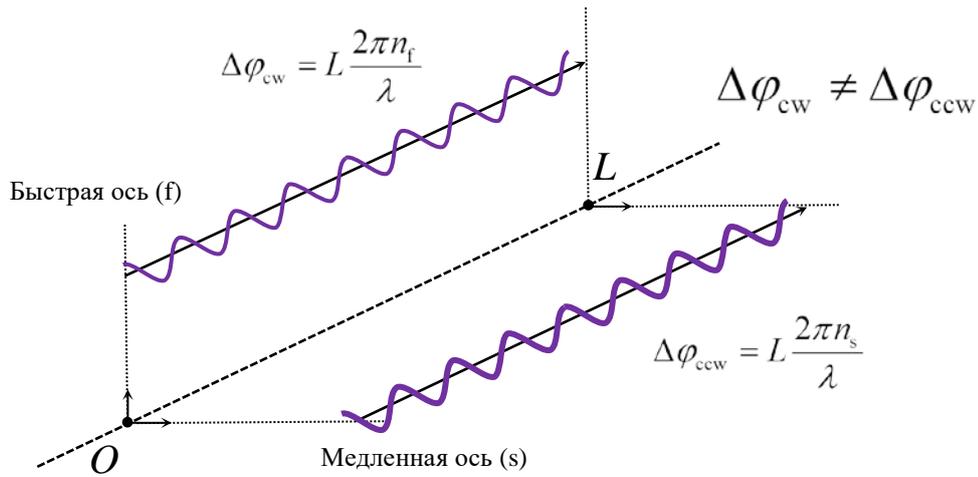


Рисунок 4.2 – Принцип работы зеркала Саньяка с двулучепреломляющим световодом. L – длина двулучепреломляющего световода, n_s и n_f – показатели преломления вдоль медленной и быстрой осей соответственно, λ – длина волны излучения.

Из приведенной зависимости видно, что разность фаз при заданной длине и типе световода обратно пропорциональна длине волны сигнала. Таким образом, пропускание зеркала Саньяка становится спектрально селективным. Оптические потери, экспериментально измеренные при прохождении через зеркало излучения широкополосных люминесцентных диодов с центральными длинами волн 1310 и 1550 нм, показаны на рисунке 4.3. При этом в измерениях использовалась схема, изображенная на рисунке 4.1, а в качестве нелинейного световода были выбраны двухметровые отрезки волокон, которые планировалось использовать для обеспечения нелинейного набега фазы в кольцевом зеркале.

Как можно видеть из рисунка 4.3, в случае использования изотропного световода SMF-28 пропускание не имеет четкой спектральной зависимости, при этом в среднем потери во всем спектральном диапазоне превышают 15 дБ, что соответствует классической работе схемы на отражение в случае слабого сигнала. Однако использование германосиликатных световодов с повышенным содержанием GeO_2 показало, что оптические потери в таких волокнах сильно меняются от длины волны, причем разброс значений потерь для разных длин волн составляет больше 20 дБ. Данный эффект связан с небольшой эллиптичностью

сердцевины исследованных германосиликатных волокон, что приводит к наведению значительного двулучепреломления в таких волокнах. Вспоминая, что максимальное отражение зеркала наблюдается в случае разницы фаз между встречными сигналами равной $2\pi n$ ($n=1,2,3,\dots$) и, учитывая положение чередующихся пиков потерь на рисунке 4.3, можно оценить величину двулучепреломления (то есть $\Delta n_{bf} = n_s - n_f$) в каждом из образцов. В результате несложных вычислений получаем $\Delta n_{bf}(\text{SMF-28}) < 10^{-6}$, $\Delta n_{bf}(30 \text{ мол.\% GeO}_2) \approx 1,3 \times 10^{-5}$, $\Delta n_{bf}(50 \text{ мол.\% GeO}_2) \approx 10^{-4}$ (к примеру, Δn_{bf} коммерчески доступного волокна, поддерживающего поляризацию, составляет $\sim 2,4 \times 10^{-4}$).

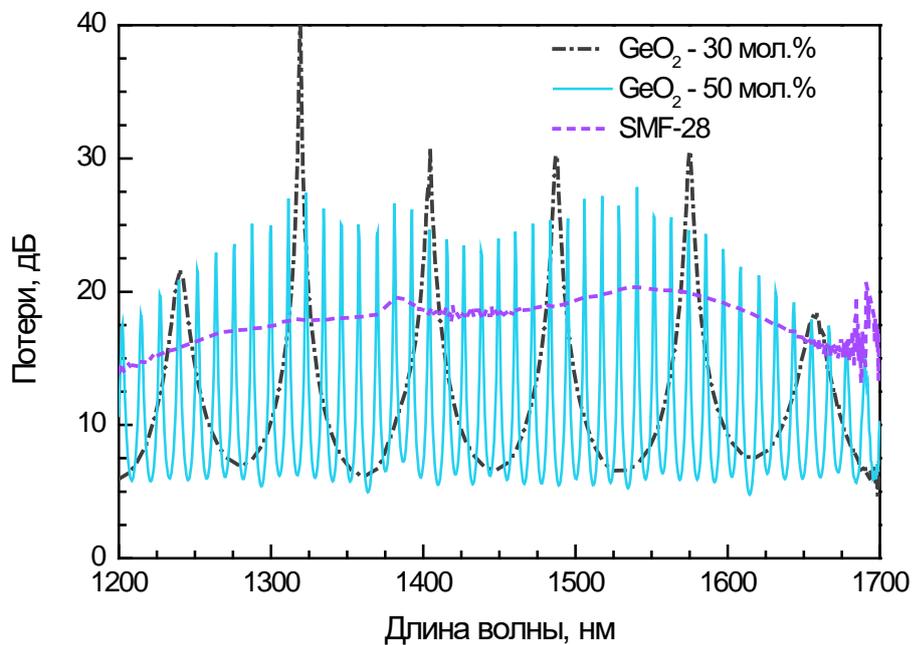


Рисунок 4.3 – Потери на пропускание в зеркале Саньяка, при использовании в качестве нелинейного световода 2 м отрезка SMF-28 или германосиликатного волокна с содержанием GeO₂ – 30 или 50 мол. %.

Таким образом, использование световодов с двулучепреломлением внутри зеркала Саньяка значительно влияет на его пропускание вне зависимости от мощности падающего сигнала. При этом фильтрующие свойства схемы во многом схожи с работой резонатора Фабри-Перо.

4.2 Дисперсия в световодах

Так как работа импульсного лазера напрямую зависит от дисперсии световода, в данном разделе представим спектральную зависимость дисперсии

групповых скоростей в волокнах, использование которых предполагается в рамках данной диссертационной работы. Измерение дисперсии производилось по известному интерференционному методу, описанному, например, в [133].

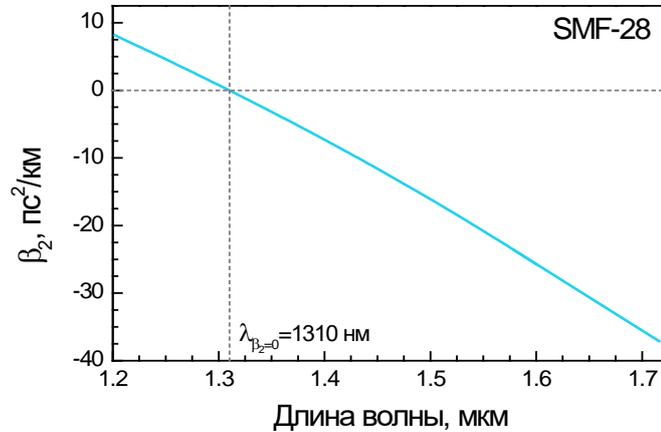


Рисунок 4.4 – Дисперсия групповых скоростей в SMF-28.

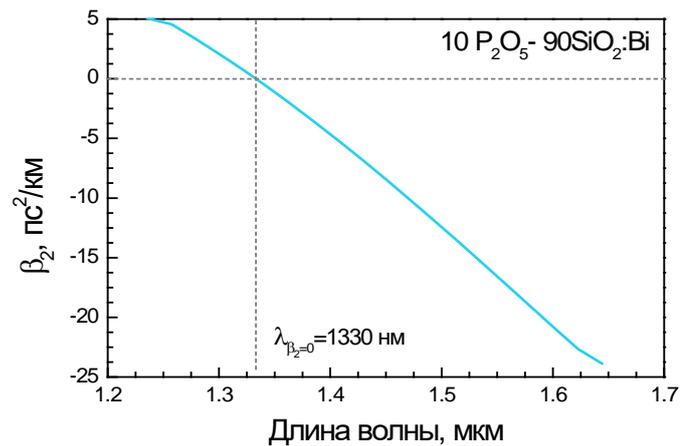


Рисунок 4.5 – Дисперсионная картина в фосфоросиликатном световоде с висмутом

Важной особенностью световодов на основе кварцевого стекла является близость длины волны нуля материальной дисперсии (1250 нм) к рабочей области фосфоросиликатных световодов. Вклад волноводной составляющей дисперсии, в случае световодов типа SMF-28, приводит к смещению точки нулевой дисперсии в таких волокнах непосредственно в диапазон 1300 – 1320 нм. На рисунке 4.4 представлена экспериментально измеренная зависимость коэффициента $\beta_2 = \partial^2 k / \partial^2 \omega$ (k – волновое число) от длины волны. Видно, что длина волны нулевой дисперсии ($\lambda_{\beta_2=0}$) равна 1310 нм. Однако следует заметить, что положение $\lambda_{\beta_2=0}$ колеблется от образца к образцу даже у одного и того же производителя

волокна. В частности, такой производитель волоконных световодов, как Corning, в своей технической документации не указывает точное значение длины волны нулевой дисперсии, а ограничивается диапазоном, аналогичным ранее указанному в данном параграфе.

Так как фосфоросиликатные висмутовые световоды также преимущественно состоят из кварцевого стекла, зависимость β_2 от длины волны в таких волокнах ведет себя аналогично дисперсии в SMF-28 (см. рисунок 4.5). Тем не менее, в силу некоторых различий в составе сердцевины и волноводной структуре, $\lambda_{\beta_2=0}$ в висмутовом световоде равна 1330 нм. Представленная зависимость, получена для световода с поглощением на 1240 нм – 0,57 дБ/м, однако можно полагать, что в других фосфоросиликатных световодах с висмутом дисперсия групповых скоростей будет иметь схожий характер.

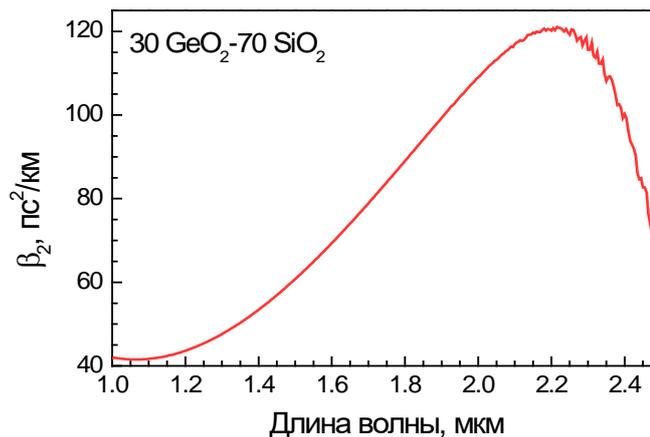


Рисунок 4.6 – Дисперсия групповых скоростей в германосиликатном световоде с 30 мол. % GeO₂.

Дисперсия в высокогерманатных световодах ведет себя совершенно иным способом. На рисунке 4.6 представлена дисперсионная картина для световода с 30 мол. % GeO₂. Легко видеть, что во всем ближнем ИК диапазоне световод имеет нормальную дисперсию с абсолютным значением выше 40 пс²/км. При этом в районе 2,2 мкм имеется максимум, а в районе 1,7 мкм зависимость близка к линейной.

4.3 Лазеры в форме восьмерки на фосфоросиликатном висмутовом световоде

В литературе представлено сравнительно немного работ, посвященных лазерам с синхронизацией мод, генерирующим в области 1,3 мкм. Среди волоконных лазерных сред, работающих в данном диапазоне, можно выделить фосфоросиликатные световоды с висмутом и фторидные волокна, легированные празеодимом. На основе представленных активных световодов было реализовано несколько лазерных схем с синхронизацией мод, среди которых следует выделить линейную схему на висмутовом световоде с зеркалом SESAM в качестве насыщаемого поглотителя [104], в которой были реализованы режимы генерации фундаментальных и диссипативных солитонов пикосекундной длительности и лазер в форме восьмерки на празеодимовом волокне [134], генерирующий солитоны субпикосекундной длительности.

При разработке импульсных лазеров, с линией генерации в районе 1300 нм, особое внимание следует уделить дисперсии на рабочей длине волны лазера. Как известно, практически все коммерчески доступные волоконно-оптические компоненты, необходимые для разработки волоконного импульсного лазера, работающего в ближнем ИК диапазоне, основаны на стандартном телекоммуникационном волокне SMF-28, которое преимущественно состоит из кварцевого стекла, длина волны нулевой дисперсии которого лежит в области ~1,27 мкм. В результате, дисперсия в таких световодах, с учетом вклада волноводной составляющей, близка к нулю в районе 1,3 мкм. В дополнение, фосфоросиликатные световоды с висмутом, также в силу аналогичных обстоятельств, имеют крайне малую дисперсию, в данной области спектра, на уровне 1 пс²/км. Таким образом, для обеспечения приемлемого растяжения и сжатия импульса внутри резонатора, необходимых для того чтобы реализовать так называемую схему с управляемой дисперсией (dispersion-managed scheme, в иностранной литературе также встречается термин stretched-pulse laser), потребуется значительно увеличить длину используемого световода. Это, в свою очередь, неминуемо приведет к росту нежелательных нелинейных эффектов в

лазере, таких как фазовая самомодуляция (ФСМ), четырехволновое смешение и ВКР. В данном случае мы не рассматривали в качестве альтернативы использование объемных дифракционных решеток или полых волоконных световодов, которые могут обеспечить аномальную дисперсию в резонаторе, но в тоже время лишают схему преимуществ характерных для полностью волоконных схем, таких как компактность, экономичность, отсутствие необходимости в юстировке. Учитывая, что для получения режима генерации фундаментальных солитонов также требуется ненулевая отрицательная дисперсия внутри резонатора, реализация подобных схем сопряжена со схожими трудностями.

В 2006 году, в работе [135] был продемонстрирован режим синхронизации мод в резонаторе с полностью нормальной дисперсией. Импульсы, формирующиеся в таком лазере, получили название диссипативных солитонов (ДС). Устойчивый режим генерации таких импульсов поддерживался благодаря совместному действию нелинейных эффектов, дисперсии, потерь и усиления. Как было показано в последующих работах, генерация ДС имеет многообещающие перспективы касательно выходных характеристик импульса, таких как высокая пиковая мощность и энергия, получаемая непосредственно на выходе из задающего генератора, а также фемтосекундная длительность импульса после компрессии [136]. Ввиду представленных преимуществ генерации ДС и, учитывая тот факт, что в противоположность элементам с аномальной дисперсией большая положительная дисперсия в области 1,3 мкм достигается сравнительно легко, с помощью включения в резонатор сравнительно короткого отрезка германосиликатного световода с повышенным содержанием GeO_2 , реализация лазера ДС представляется наиболее перспективной в рамках данной задачи.

4.3.1 Лазер на основе NALM

Схема лазера восьмерки на нелинейном усиливающем кольцевом зеркале изображена на рисунке 4.7, 30 метровый отрезок фосфоросиликатного световода, легированного висмутом, с усилением слабого сигнала $\sim 0,17$ дБ/м на длине волны 1320 нм, обеспечивал суммарное усиление ~ 5 дБ (спектр потерь и усиления

данного световода изображен на рисунке 3.2). Длина активного световода выбиралась из условия минимально возможной, обеспечивающей импульсную генерацию, с целью снижения влияния нелинейных эффектов. Накачка активного световода производилась с помощью спектрально селективного мультиплексора с рабочими длинами волн 1240 и 1320 нм. Аналогичный разветвитель использовался для выведения непоглощенной накачки из резонатора. Все свободные выходы, используемых оптических компонентов, имели на конце косой торец, для минимизации обратного отражения. Так как световоды на основе кварцевого стекла имеют малую дисперсию в области 1320 нм, суммарная дисперсия активного световода и отрезков SMF-28, составляющих выходы оптических элементов, не превышала $0,03 \text{ пс}^2$. При этом длина телекоммуникационного волокна внутри резонатора составляла $\sim 20,5 \text{ м}$. В качестве нелинейного световода в данной схеме использовалось германосиликатное волокно с 50 мол. % GeO_2 (Hi-Ge световод), нелинейный коэффициент которого на рабочей длине волны $\gamma_{\text{HiGe}}=40 \text{ W}^{-1}\cdot\text{km}^{-1}$ [137]. Разность показателей преломления между сердцевиной и оболочкой составляла $\sim 70 \times 10^{-3}$.

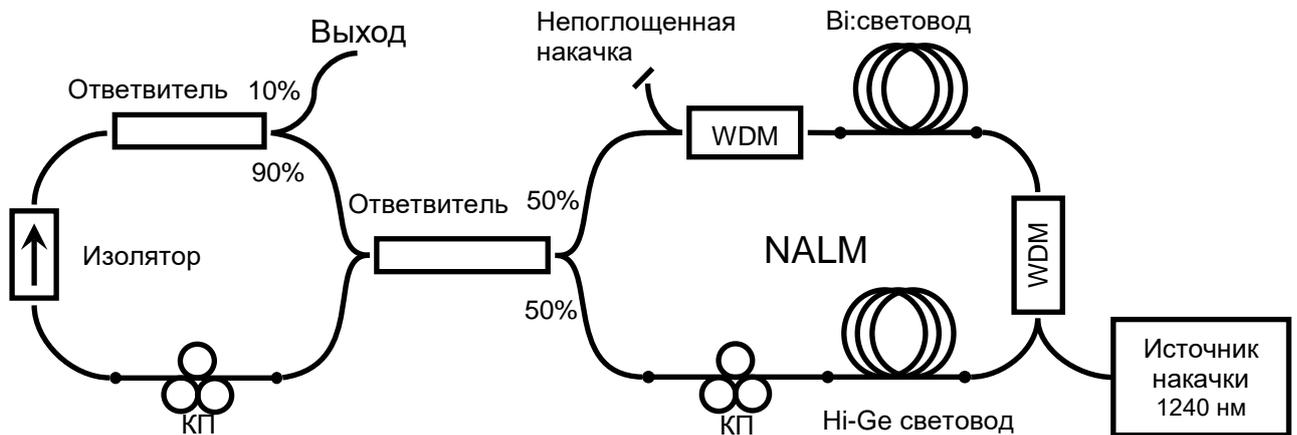


Рисунок 4.7 – Схема висмутового волоконного лазера, с синхронизацией мод в нелинейном усиливающем кольцевом зеркале. КП – контроллер поляризации, WDM – спектрально селективный мультиплексор 1240/1320, Hi-Ge световод – германосиликатный световод с 50 моль % GeO_2 .

Следует отметить, что помимо высокой нелинейности, представленный высокогерманатный световод также имел большую нормальную дисперсию

$\beta_{2\text{NiGe}}=80 \text{ пс}^2/\text{км}$. Длина Ni-Ge световода варьировалась в диапазоне 0,4 – 2 метра. В итоге, суммарная дисперсия резонатора практически полностью определялась длиной высокогерманатного волокна и варьировалась в диапазоне 0,06 – 0,19 пс^2 . В свою очередь, нормальная внутрирезонаторная дисперсия создавала подходящие условия в лазере для генерации ДС, как это было отмечено ранее. Благодаря подбору оптимальных параметров режима сварки волокон, потери на переходах между SMF-28 и Ni-Ge световодами не превышали 0,5 дБ. Нелинейное зеркало в данной схеме было реализовано с помощью широкополосного 50:50 разветвителя. Для подстройки поляризации внутри лазера в схему была включена пара контроллеров поляризации. Оптический изолятор обеспечивал однонаправленную генерацию. Для вывода сигнала использовался неселективный мультиплексор, ответвлявший 10% внутрирезонаторной мощности.

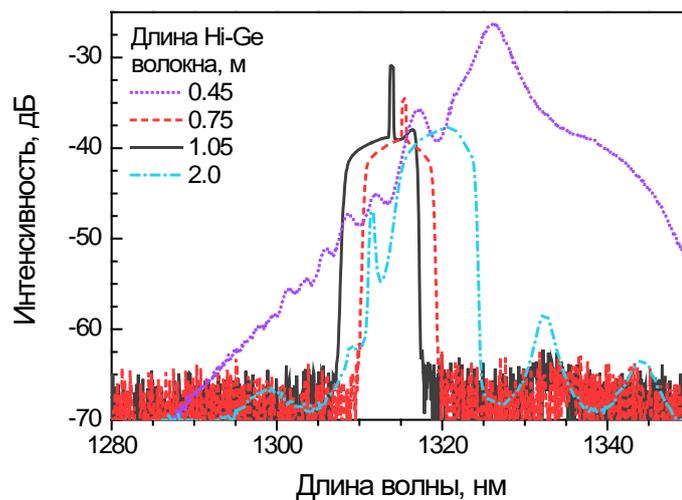


Рисунок 4.8 – Выходные спектры импульсной генерации лазера на NALM в случае различных длин Ni-Ge световода.

При мощности накачки $\sim 230 \text{ мВт}$, в представленной лазерной схеме можно было добиться лазерной генерации в многоимпульсном режиме. Для этого требовалось подстроить состояние поляризации в резонаторе путем регулировки контроллеров, а также внешним воздействием инициировать запуск режима синхронизации мод. Следует отметить, что импульсному режиму предшествовала непрерывная генерация, порог которой составлял $\sim 80 - 100 \text{ мВт}$, в зависимости от конфигурации КП. При понижении мощности накачки одноимпульсный режим

наблюдался вплоть до значений ~ 180 мВт, что говорит о гистерезисе в работе лазера. Спектры выходного сигнала при различных длинах Ni-Ge световода представлены на рисунке 4.8. В диапазоне длин 0,7 – 2 метра наблюдалась отчетливая генерация ДС. Отличить такие солитоны от других импульсных режимов достаточно легко по форме спектра выходного сигнала, для которого характерна относительная плоская вершина огибающей и резкие почти вертикальные края. В случае если длина нелинейного световода превышала 2 метра, импульсная генерация не наблюдалась, что, вероятно, могло быть обусловлено необходимостью более точной подстройки КП. При меньших длинах Ni-Ge световода, генерация переходила в многоимпульсный режим, который уже не сводился к одноимпульсному уменьшением мощности накачки. При этом спектр терял свою первоначальную форму, характерную для ДС.

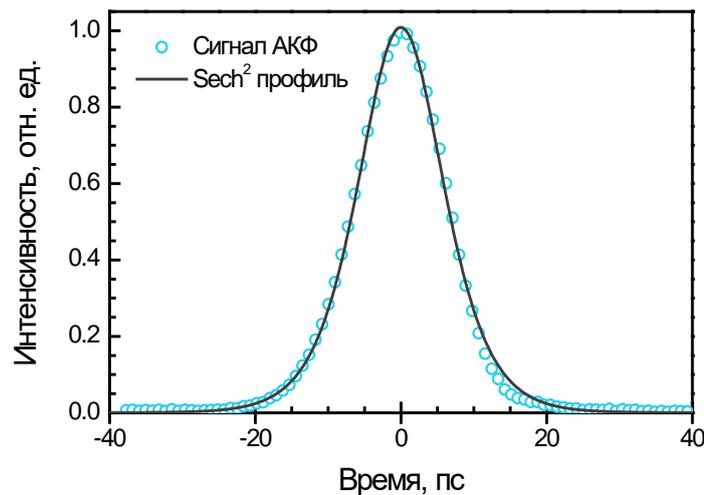


Рисунок 4.9 – АКФ импульсного сигнала на выходе из схемы с усиливающим зеркалом

Возвращаясь к описанию генерации солитонов, следует отметить, что в ряде экспериментов импульсная генерация могла сосуществовать совместно с непрерывным режимом, что можно отчетливо наблюдать на рисунке 4.8 в виде узких максимумов на широком пьедестале (для длин нелинейных световодов 0,75 и 1,05 м). Тем не менее, как правило, два данных режима слабо влияли друг на друга. Из рисунка также видно, что изменение длины нелинейного световода оказывало незначительное влияние на ширину спектра. Автокорреляционная функция (АКФ) импульсов для представленных режимов также практически не

менялась и составляла $\sim 20,3$ пс (рисунок 4.9). Предполагая sech^2 форму огибающей, данная ширина АКФ соответствует длительности импульса 13,8 пс. Расчет произведения спектральной ширины (Гц) на длительность импульса (сек) дает результат равный $1,47 \text{ ТГц} \times 13,8 \text{ пс} \approx 20$, что указывает на большую частотную модуляцию импульса (в литературе также используется термин чирп (от англ. chirp), для спектрально ограниченных импульсов данный параметр равен 0,315 в случае sech^2 формы огибающей и 0,44 – для гауссовой кривой).

Частота повторения импульсов составила 3,9 МГц, что точно соответствует времени обхода резонатора. При этом энергия в отдельном импульсе не превышала 50 пДж.

4.3.2 Лазер на основе NOLM

Схема на нелинейном оптическом кольцевом зеркале изображена на рисунке 4.1. Структурно данный лазер во многом повторяет схему, описанную в предыдущем разделе. Однако есть некоторые различия в осцилляторах, на которые следует обратить внимание. Для корректной работы нелинейного зеркала необходимое несимметричное деление сигнала на входе обеспечивалось за счет разветвителя 40/60. В качестве активного световода также использовался 30 м отрезок фосфоросиликатного световода с висмутом, оптические характеристики которого показаны на рисунке 3.2. Накачка производилась с помощью спектрально-селективного мультиплексора WDM 1240/1320 навстречу излучению лазерной генерации, направление которой определялось положением оптического изолятора в схеме. Сплавной мультиплексор ответвлял 30% внутррезонаторной мощности на выход из лазера. В качестве выходного мультиплексора были протестированы ответвители с другими коэффициентами деления, в частности 10 и 40%, при этом в случае 10% ответвителя качественно картина не изменялась, за исключением меньшей выходной мощности и энергии. При использовании мультиплексора 40/60 для получения импульсной генерации требовалось увеличение длины активного световода до 40 м.

В процессе оптимизации схемы были изучены три вариации данной схемы, отличающиеся длиной и типом нелинейного световода. В таблице 4.1 представлены характеристики исследованных модификаций. Для удобства каждой из них был присвоен шифр, который будем использовать в дальнейшем при обращении к отдельному варианту.

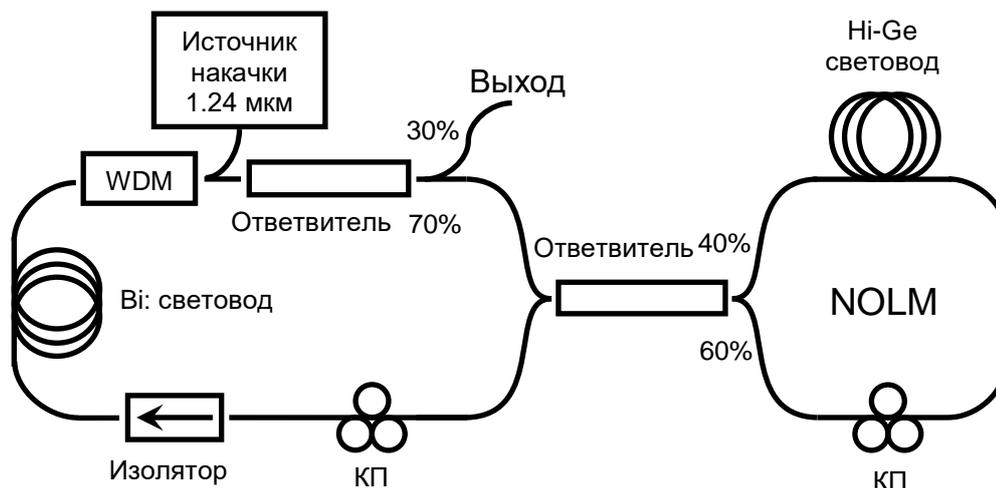


Рисунок 4.10 – Схема импульсного лазера на основе нелинейного оптического кольцевого зеркала (NOLM).

В целом, поведение лазера в плане условий запуска, порога генерации было идентичным вне зависимости от используемого нелинейного световода, поэтому для краткости разберем в деталях только первую из представленных схем – ВИГ-1,3-01 (висмутовый импульсный генератор на 1,3 мкм образец №1), для задающих генераторов ВИГ-1,3-02 и 03 ограничимся представлением спектров основного режима генерации и АКФ (рисунки 4.11 и 4.12).

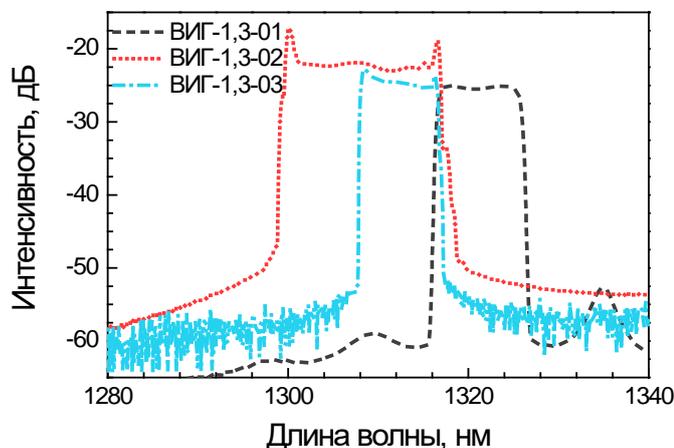


Рисунок 4.11 – Спектры импульсного режима работы лазеров ВИГ-1,3-01, 02 и 03

Таблица 4.1 Параметры экспериментальных образцов импульсных лазеров

| Шифр схемы | Нелинейный световод | Энергия в импульсе, пДж | Частота повторения, МГц | Длительность импульса, пс |
|--------------|---------------------|-------------------------|-------------------------|---------------------------|
| ВИГ 1,3 - 01 | Ni-Ge 50%, 5м | 200 | ~3,5 | 10 |
| ВИГ 1,3 - 02 | Ni-Ge 30%, 5м | 1650 | | 11,3 |
| ВИГ 1,3 - 03 | Ni-Ge 30%, 10м | 310 | | 22 |

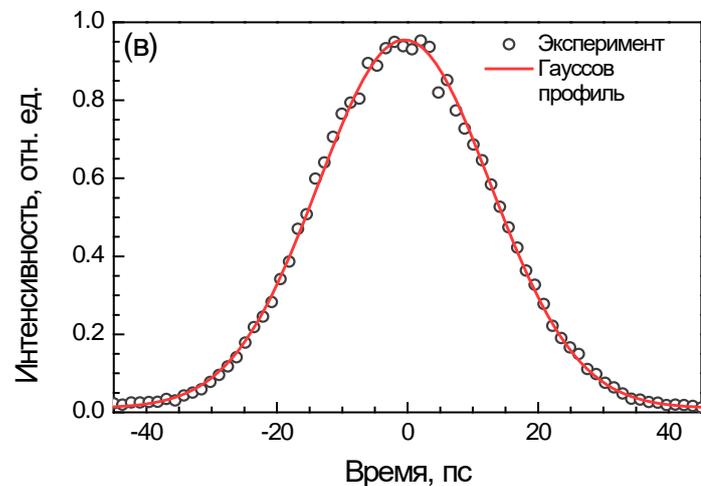
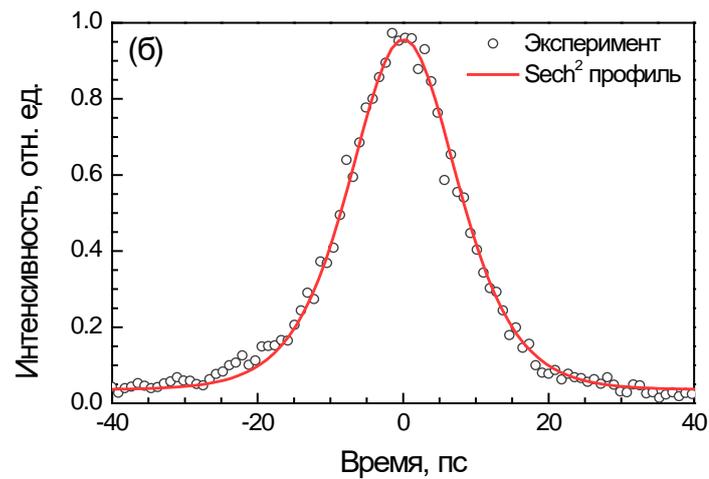
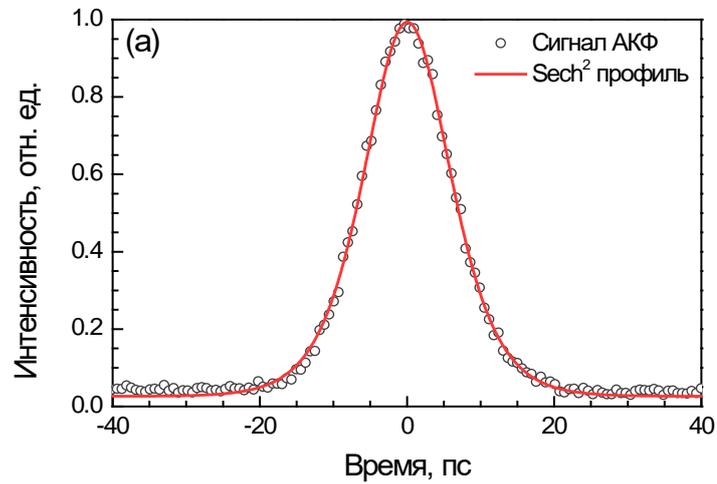


Рисунок 4.12 – АКФ генерации в схемах ВИГ-1,3-01 (а), ВИГ-1,3-02 (б), ВИГ-1,3-03 (в).

Исходя из формы спектров импульсного сигнала, можно заключить, что во всех трех вариациях схемы наблюдалась генерация ДС. При этом спектральное положение каждой кривой определялось не типом высокогерманатного световода, а настройкой контроллеров поляризации. Также, следует отметить что спектр, соответствующий ВИГ-1,3-01 имеет небольшие пики усиленной спонтанной люминесценции по бокам от центральной длины волны генерации, что обусловлено большим двулучепреломлением в Ni-Ge 50% световоде (аналогичные пики наблюдаются и для схемы на NALM). Различная ширина спектров, соответствующих разным схемам обусловлена величиной энергии и пиковой мощности в импульсе. Соответственно, чем больше мощность сигнала, тем сильнее проявляется действие нелинейных эффектов, в частности, ФСМ. Боковые интерференционные пики в спектрах генерации ВИГ-1,3-02 и 03 связаны именно с действием ФСМ.

Несмотря на различие в ширине и центральной длине волны спектров, в каждой из схем, осциллограммы импульсов на выходе из лазера были абсолютно идентичны, и имели вид, представленный на рисунке 4.13. Как видно из представленных огибающих степень отклонения амплитуды отдельных импульсов от среднего значения не превышает 10%.

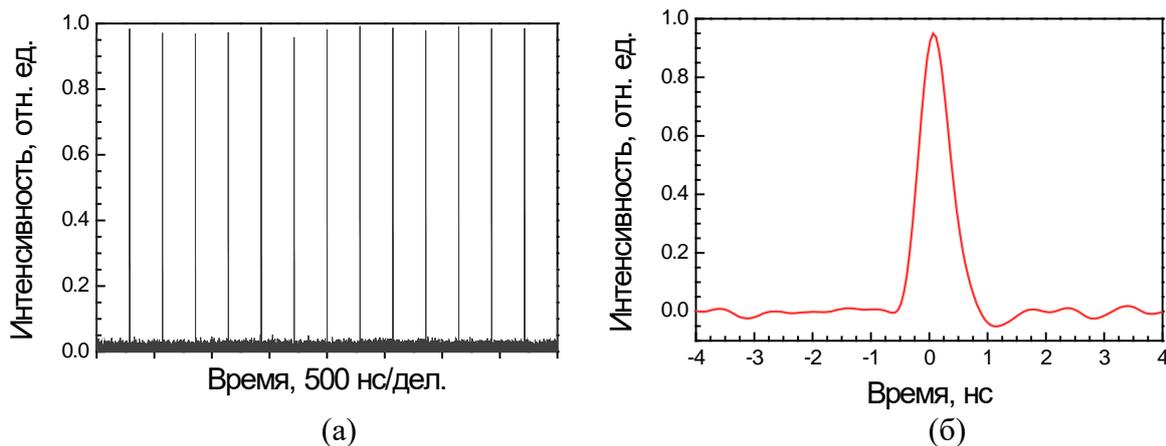


Рисунок 4.13 – Осциллограмма режима генерации импульсного лазера в мелком (а) и крупном (б) масштабе

Далее рассмотрим особенности работы данного импульсного волоконного лазера на примере схемы ВИГ 1,3-01. Осциллограмма последовательности импульсов при большой мощности накачки (~350 мВт) представлена на рисунке

4.14(a). Видно, что импульсы группируются по несколько штук. Амплитуда импульсов достаточно стабильна $\sim 5\%$. Период следования отдельных групп составляет около 288 нс, что соответствует частоте следования 3,47 МГц и длине резонатора примерно 58 м. Средняя мощность при одноимпульсном режиме генерации составляла 0,6-0,8 мВт, таким образом, энергия в импульсе достигала 170-230 пДж. На рисунке 4.14(б) показана осциллограмма одной группы импульсов. Внутри каждой из них импульсы следуют с интервалом 34 нс (рисунок 4.14(б)). Количество импульсов в группе, амплитуда этих импульсов и длительность каждого из них зависит от мощности накачки.

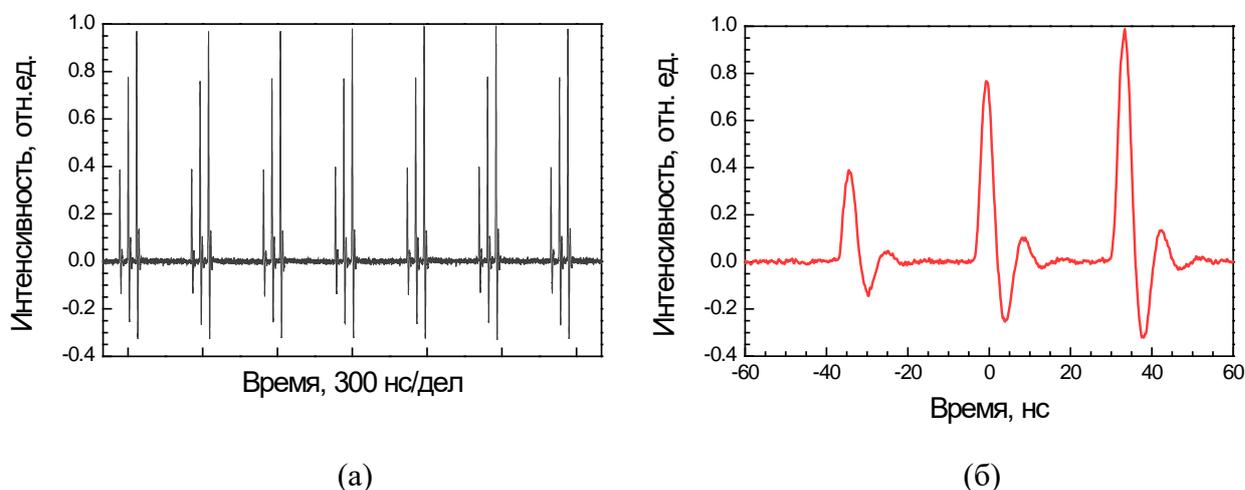


Рисунок 4.14 – Осциллограмма выходного излучения при большой мощности накачки в мелком (а) и крупном (б) масштабе.

На рисунке 4.15 представлены нормированные на единицу осциллограммы выходных импульсов при различных мощностях накачки. В случае припорогового уровня мощности (~ 200 мВт) импульс на осциллографе имеет длительность порядка 700 пс (аппаратная функция системы измерений ~ 650 пс), в пачке присутствует только один импульс (одноимпульсная генерация), а по мере увеличения мощности накачки импульс увеличивается по длительности и амплитуде, при этом начинает проявляться многопиковая структура импульса, что свидетельствует о переходе в многоимпульсный режим. АКФ импульса при этом может практически не меняться по длительности и форме, но испытывать заметный рост по амплитуде (см. рисунок 4.16). Соответствующая выходная мощность менялась в диапазоне от 0,5 мВт до 10 мВт.

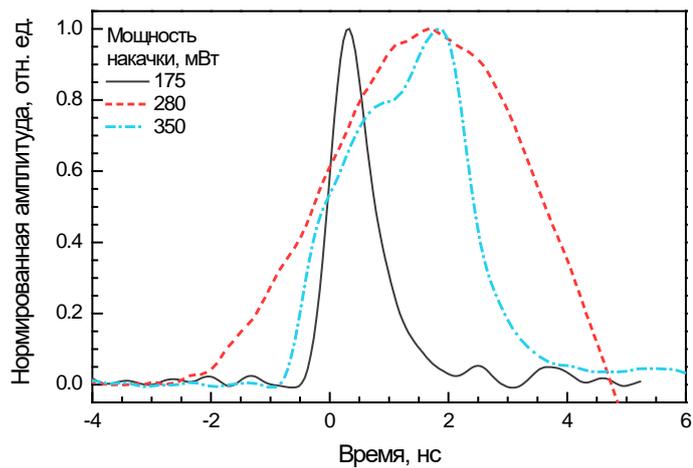


Рисунок 4.15 – Нормированные на единицу осциллограммы выходных импульсов при различной мощности накачки

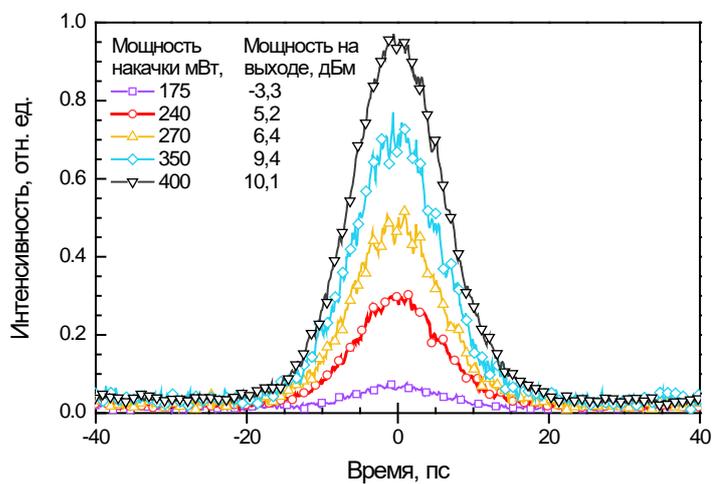


Рисунок 4.16 – АКФ выходного излучения при различной мощности накачки

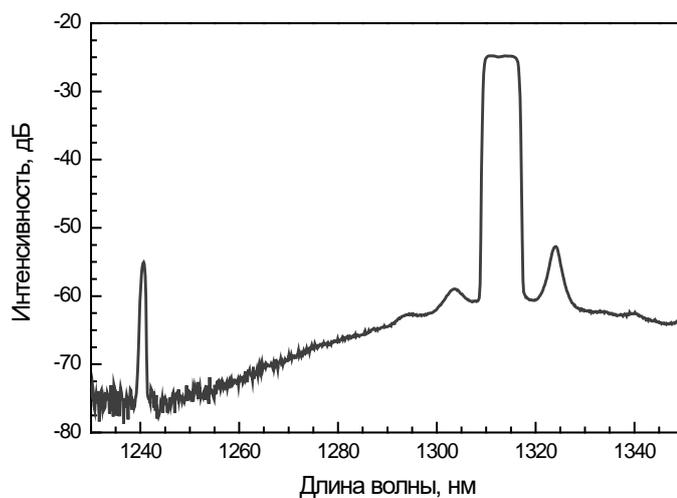


Рисунок 4.17 – Спектр выходного излучения при мощности накачки 240 мВт в широком диапазоне длин волн

Спектр выходного излучения в широком диапазоне длин волн (включая накачку на 1240 нм) представлен на рисунке 4.17 для мощности накачки 240 мВт. Основная выходящая мощность приходится на импульсную генерацию с центром вблизи 1314 нм и шириной около 7 нм. Вершина основной линии либо плоская, как на приведенном графике, либо в некоторых случаях имеет небольшой наклон в одну сторону (~1-3 дБ), либо слегка выпуклая по центру. Края резкие с падением на 35 дБ на ~1 нм. Отношение энергии в основной линии к боковым максимумам и к накачке превышает 30 дБ. При повышении мощности накачки, по центру основной линии появлялся острый пик шириной менее 1 нм, который мог заметно превышать основной пик по спектральной яркости (см., например, рисунок 4.18 для мощности 400 мВт). Этот пик говорит о появлении непрерывной составляющей в выходном излучении.

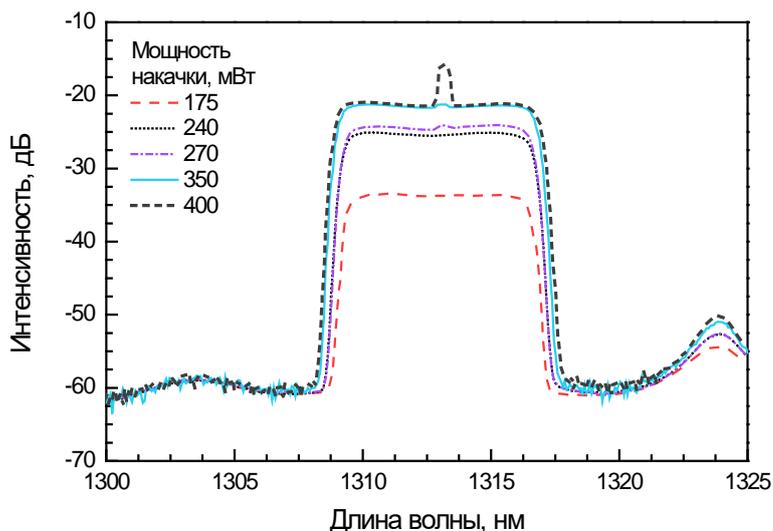


Рисунок 4.18 – Спектры выходного излучения при различной мощности накачки

Из представленных на рисунке 4.18 спектров выходного излучения для различных мощностей накачки видно, что увеличение средней мощности не приводит к уширению спектра основного пика излучения, что, опять же, указывает на появление идентичных импульсов, но не росту мощности каждого из них.

4.3.3 Усиление и сжатие импульсов в области 1300 нм

Схема усилителя, использованного для усиления импульсов из задающего генератора, представлена на рисунке 4.19. В усилителе использовался тот же самый активный висмутовый световод, что и в лазерах, представленных выше, длиной 200 м. В качестве источников накачки использовались одномодовые лазерные диоды на 1240 нм с мощностью до 300 мВт. Меняя мощность диодов накачки можно было варьировать коэффициент усиления и, соответственно, уровень выходного сигнала от 0,6 до примерно 30 мВт, что соответствует коэффициенту усиления ~ 17 дБ и энергии в импульсе $\sim 8,5$ нДж.

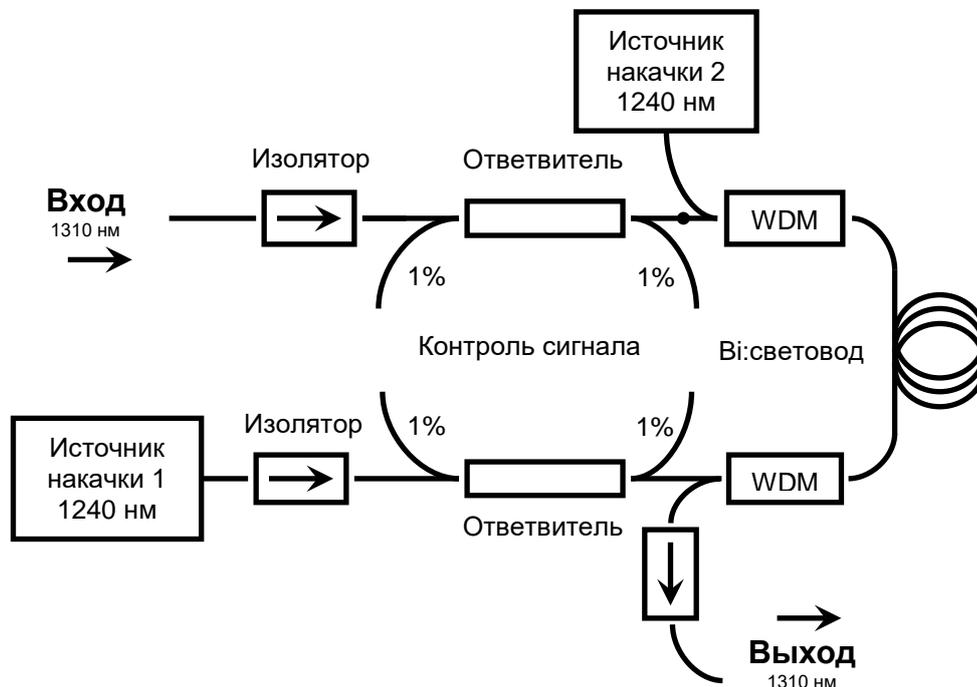


Рисунок 4.19 – Схема висмутового волоконного усилителя лазерных импульсов в области 1310 нм.

Для усиления и компрессии был выбран сигнал на выходе схемы ВИГ 1,3-03. На рисунке 4.20(а) представлены спектры излучения на выходе усилителя в зависимости от мощности источника накачки 2 усилителя (мощность источника накачки 1 составляла ~ 300 мВт). Исходная ширина спектра составляла около 9 нм, и по мере роста мощности накачки, спектр уширялся, достигая ~ 12 нм при максимальной мощности сигнала. При этом по краям спектра вследствие действия ФСМ возникают характерные интерференционные пики.

АКФ, в зависимости от мощности накачки, представлены на рисунке 4.20(б). В противоположность оптическим спектрам, АКФ при росте накачки изменяется незначительно и при максимальной мощности источника 2 ширина достигает ~ 35 пс, что соответствует длительности импульсов порядка 23 пс. Форма АКФ близка к гауссовой.

Далее масштабированные импульсы были сжаты в компрессоре. Рабочая схема была основана на паре объемных дифракционных решеток (Рисунок 4.21).

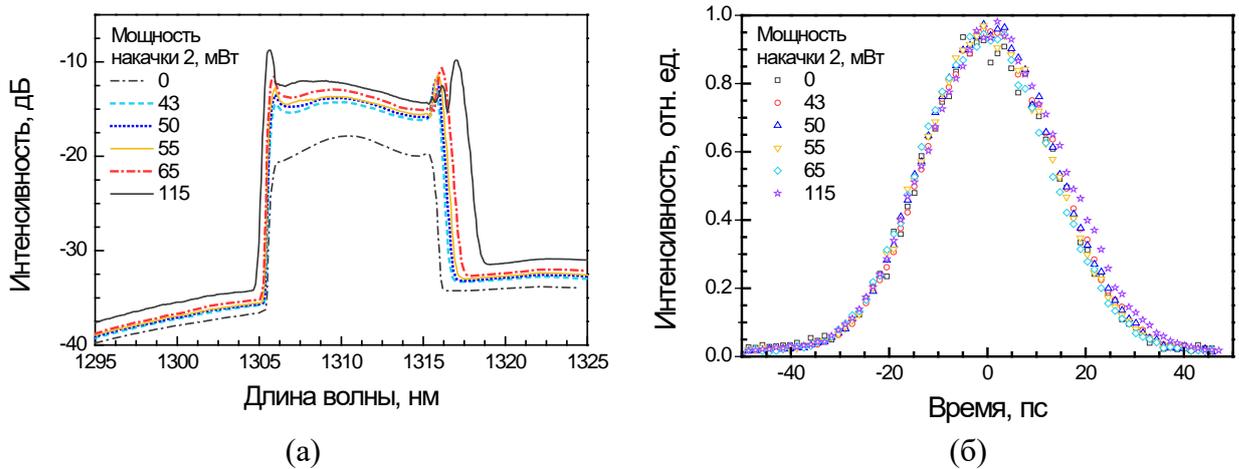


Рисунок 4.20 – Оптические спектры (а) и АКФ (б) усиленного сигнала при различных мощностях источника накачки 2 висмутового волоконного усилителя.

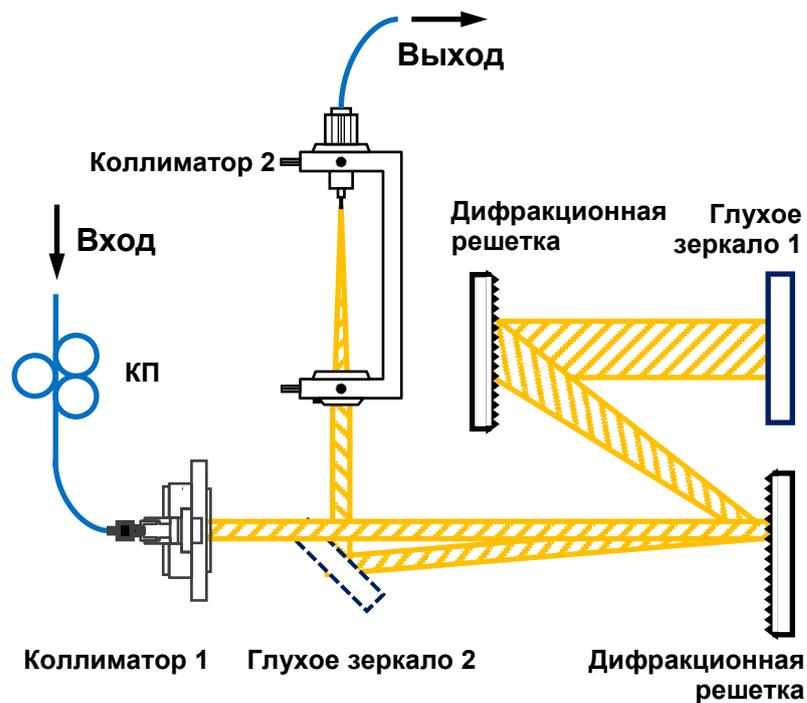


Рисунок 4.21 – Схема решеточного компрессора

Излучение, выходящее из световода, проходило через контроллер поляризации для обеспечения подстройки плоскости поляризации таким образом, чтобы минимизировать потери в решеточном компрессоре, затем излучение выходило из световода и фокусировалось асферическим объективом в параллельный пучок (Коллиматор 1), направляемый в компрессор. Компрессор состоял из пары дифракционных решеток с плотностью штрихов $600 \text{ штр.}\cdot\text{мм}^{-1}$. После однократного прохождения компрессора излучение направлялось на возвратное дихроичное зеркало на $1,3 \text{ мкм}$ (Глухое зеркало 1), которое возвращало излучение в компрессор практически по тому же оптическому пути, с небольшим отклонением в вертикальной плоскости, необходимым, чтобы развести входной и выходной пучки. После повторного прохождения через компрессор излучение направлялось в коллиматор 2 и вводилось обратно в световод (SMF-28). Полные потери средней мощности на компрессоре составляли примерно 6-7 дБ из-за того, что решетки компрессора не были оптимизированы на использование в диапазоне длин волн $\sim 1300 \text{ нм}$.

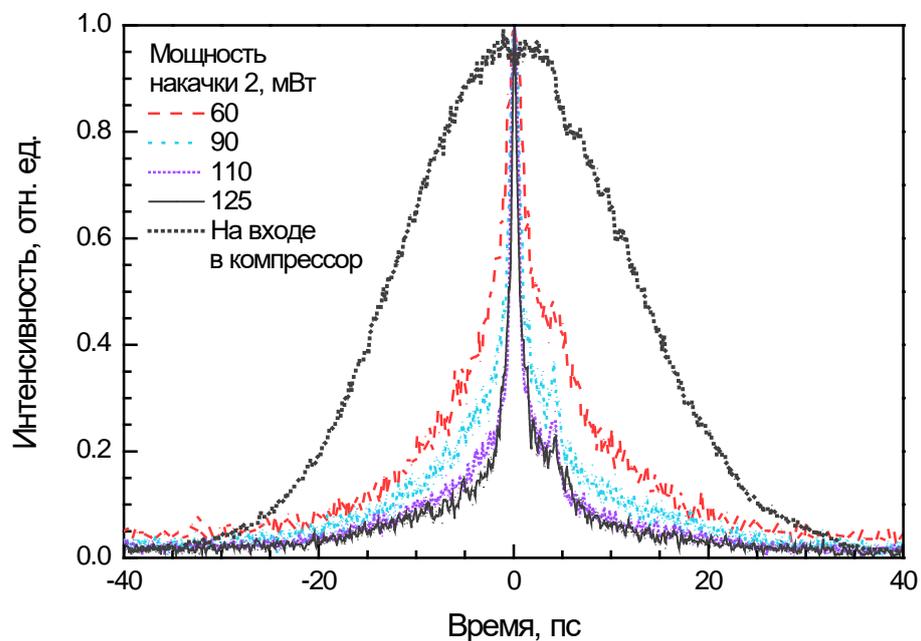


Рисунок 4.22 – АКФ на входе и выходе из компрессора при различных мощностях накачки усилителя.

На рисунке 4.22 представлена нормированная АКФ до и после компрессора при различных мощностях накачки 2 усилителя (мощность источника накачки 1,

как и в предыдущем эксперименте, была равна 300 мВт). Исходная ширина АКФ по полувысоте составляла ~26 пс. После сжатия ширина снижалась до минимального уровня в 1 пс, что соответствовало длительности импульса примерно 670 пс. Такая длительность была достигнута при мощности накачки 2 усилителя около 125 мВт. Таким образом, было установлено, что степень сжатия импульса в компрессоре при данном расстоянии между решетками (фиксированной дисперсии компрессора) зависит от мощности сигнала на выходе усилителя, т.е. для данного расстояния между решетками существует оптимальная мощность на выходе, при которой достигается максимальное сжатие. Наблюдаемый результат логичен, так как при изменении мощности накачки усилителя меняется и частотная модуляция импульсного сигнала (за счет большей ФСМ), что в частности подтверждается изменением ширины спектра сигнала при практически неизменной длительности импульса на входе и на выходе из волоконного усилителя. Таким образом, варьируя мощность накачки усилителя можно подстраивать частотную модуляцию под заданную дисперсию компрессора. Данное обстоятельство удобно при необходимости получения минимальной длительности импульса, так как, фактически не требует юстировки объемных элементов схемы.

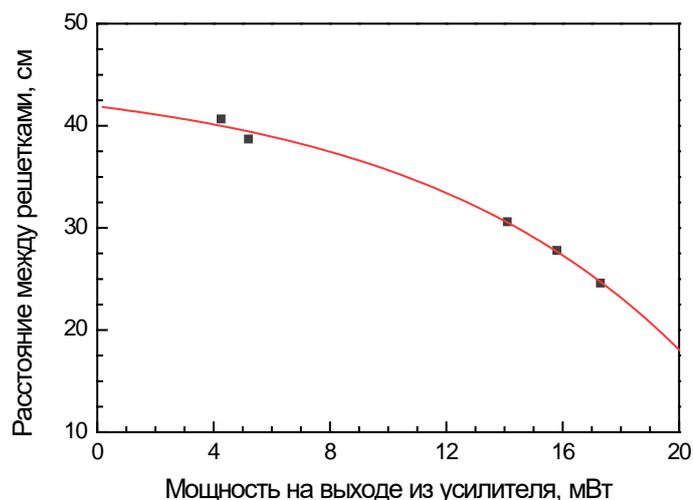


Рисунок 4.23 – Зависимость расстояния между решетками компрессора, обеспечивающего минимальную длительность импульса, от средней мощности на выходе из усилителя.

На рисунке 4.23 представлена зависимость оптимального расстояния между решетками от мощности на выходе усилителя. Зная угол падения на первую решетку, и учитывая, что компрессор работает на первом дифракционном максимуме, можно легко оценить эффективную дисперсию схемы по формуле:

$$\beta_2^{\text{эфф}} = -\frac{\lambda_0^3}{\pi c^2 \Lambda^2 \cos^2 \theta_{r0}}, \quad (4.4)$$

где λ_0 – центральная длина волны импульсной генерации (1310 нм), c – скорость света в вакууме, Λ – период дифракционной решетки, а θ_{r0} – угол падения на первую дифракционную решетку, в рамках эксперимента равный 0° . Таким образом эффективная дисперсия схемы составляет $\sim -7,4$ пс²/м. Зная $\beta_2^{\text{эфф}}$ оценим частотную модуляцию импульса на входе в компрессор, используя выражение:

$$b_0 = \frac{C \cdot T_0^2}{(1 + C^2) \cdot 2\beta_2^{\text{эфф}}}, \quad (4.5)$$

где b_0 – расстояние между центрами решеток, $T_0 = 2(\ln 2)^{1/2} T_{\text{FWHM}}$ – полуширина импульса по уровню $1/e$, C – параметр модуляции, модуль которого, в случае линейной частотной модуляции, равен $\sqrt{(\Delta\omega T_0)^2 - 1}$.

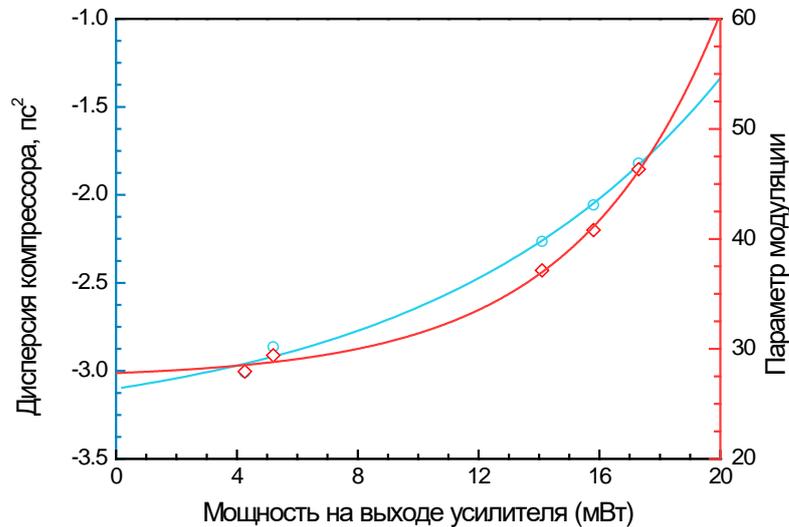


Рисунок 4.24 – Суммарная дисперсия компрессора, соответствующая минимальной длительности импульса, и параметр модуляции при разных мощностях на выходе усилителя.

Таким образом, для разных значений мощности сигнала на выходе усилителя параметр модуляции лежит в диапазоне 25 – 45 (рисунок 4.24).

Соответствующая минимальная длительность, которую можно получить компрессией таких импульсов вычисляется по формуле:

$$T_{\min} \approx \frac{T_{\text{FWHM}}}{C}, C \gg 1, \quad (4.6)$$

это дает значения в области 475 – 850 фс, что согласуется с полученным результатом 670 фс. Следует также отметить, что минимальная длительность сжатого импульса во всех экспериментах была примерно одинакова, с учетом точности имевшегося измерительного оборудования.

4.4 Лазер на высокогерманатном висмутовом световоде с синхронизацией мод в NALM

Спектральный диапазон в районе 1,7 мкм имеет множество перспективных применений в области биофотоники [138] и детектирования газов [138F139]. При этом, данная область спектра является труднодоступной для активных волоконных сред на основе редкоземельных элементов. В сущности, в указанном диапазоне возможна генерация только на волокнах, легированных тулием [140], причем для этого требуется предпринять дополнительные меры по предотвращению генерации в пике усиления тулия (в районе 1.83 мкм). В связи с этим, использование германосиликатных висмутовых световодов с повышенным содержанием германия, в которых полоса усиления при накачке в области 1,45-1,6 мкм имеет максимум в районе 1,7 мкм, представляется обоснованным. Первый импульсный лазер на 1,7 мкм на висмутовом световоде был представлен в работе Т. Noronen [73], синхронизация мод в данном генераторе реализовывалась с помощью одностенных углеродных нанотрубок, а длительность импульсов составила единицы пикосекунд после компрессии.

В рамках данной работы, мы исследовали возможность получения импульсной генерации в лазере на керровской нелинейности. Схема импульсного лазера показана на рисунке 4.25. Сплавной волоконный разветвитель с коэффициентом деления по мощности 57/43 образовывал две отдельные секции лазера в форме восьмерки. Выбор мультиплексора с заданным процентом ответвляемой мощности не был продиктован специальными требованиями, и

соответствовал коэффициенту деления в широкополосном 50/50 разветвителе на длине волны ~ 1700 нм, соответствующей краю рабочего диапазона оптического элемента. В свою очередь, в целом, данный факт не оказывал явного негативного воздействия на режим работы лазера и потому отдельно не исследовался. Для обеспечения однонаправленной работы лазера вне зеркала, в резонатор был помещен оптический изолятор. К слову, за исключением данного изолятора, представляющего собой миниатюрный объемный элемент с волоконными выходами, вся схема состояла из чисто волоконных компонентов, сваренных между собой с потерями, не превышающими 0,1 дБ для соединений SMF-28 – SMF-28, и 0,5 дБ/м – для сварки SMF-28 – Вi: световод (Нi-Ge световод), потери на которой обусловлены большой разницей в размерах модовых пятен, приведенных световодов.

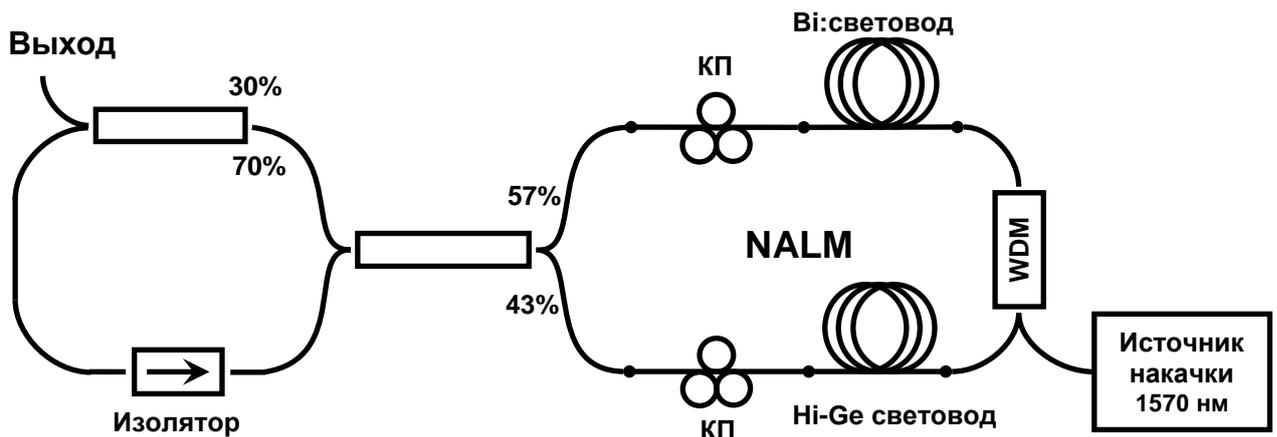


Рисунок 4.25 – Схема лазера в виде восьмерки с NALM на высокогерманатном световоде с висмутом.

Выходной мультиплексор ответвлял 30% внутррезонаторной мощности из лазера. Накачка вводилась в активный световод с помощью сплавного спектрально-селективного мультиплексора 1550/1700 нм. В качестве источника накачки выступал непрерывный Er-Yb лазер на длине волны 1570 нм с максимальной выходной мощностью 2 Вт, или лазерный диод на 1550 нм с выходной мощностью до 150 мВт. Для контроля поляризации в схеме использовалась пара стандартных 3-х лепестковых контроллеров поляризации. Резонатор лазера включал ~ 16 м световода SMF-28, в том числе волоконные

выходы использованных оптических компонентов. Дисперсия групповой скорости (β_2) в данном телекоммуникационном волокне составляла $-35,6 \text{ пс}^2/\text{км}$ на длине волны 1700 нм.

В качестве активной среды лазера использовался 15 м отрезок германосиликатного световода с 50 мол.% GeO_2 , детально описанный в разделе 3.2. Дисперсия групповых скоростей в высокогерманатном волокне равнялась $\sim 120 \text{ пс}^2/\text{км}$ на рабочей длине волны 1,7 мкм. Для измерения дисперсии использовался ранее упомянутый интерференционный метод, описанный в [133]. Длина активного световода выбиралась из расчета обеспечения минимальной длины необходимой для поддержания импульсной генерации в целях снижения нелинейных эффектов в волокне с висмутом.

Следуя опыту разработки аналогичного лазера на фосфоросиликатном световоде, для обеспечения необходимой разницы набега фаз двух составляющих сигнала, распространяющихся в противоположных направлениях внутри зеркала Саньяка, в кольцо был включен отрезок германосиликатного волокна с содержанием $\text{GeO}_2 \sim 30 \text{ мол. \%}$. Длина нелинейного световода равнялась 25 метрам. Как и в случае с активным световодом, длина нелинейного волокна соответствовала минимальной, необходимой для получения устойчивой импульсной генерации. Разница показателей преломления между сердцевиной и оболочкой составляла $\sim 42 \cdot 10^{-3}$, а диаметр сердцевины $\sim 3 \text{ мкм}$, что обеспечивало длину волны отсечки первой высшей моды в области 950 нм. В силу относительно высокой концентрации германия, данный световод имел нормальную дисперсию $\sim 80 \text{ пс}^2/\text{км}$ на длине волны 1700 нм. Таким образом, несмотря на наличие в резонаторе световода SMF-28, имеющего сравнительно большую аномальную дисперсию в рабочем диапазоне длин волн, суммарно лазер имел большую нормальную дисперсию $\sim 3,2 \text{ пс}^2$ (в качестве справки следует отметить, что для компенсации дисперсии путем добавления телекоммуникационного волокна SMF-28 потребуется включить в резонатор отрезок световода длиной $\sim 90 \text{ м}$, такое существенное увеличение длины

резонатора нежелательно с точки зрения получения устойчивой импульсной генерации и поэтому детально не изучалось).

В результате, в представленной лазерной схеме была реализована стабильная одноимпульсная генерация в диапазоне 1,69-1,70 мкм. Импульсному режиму предшествовала стохастическая непрерывная генерация.

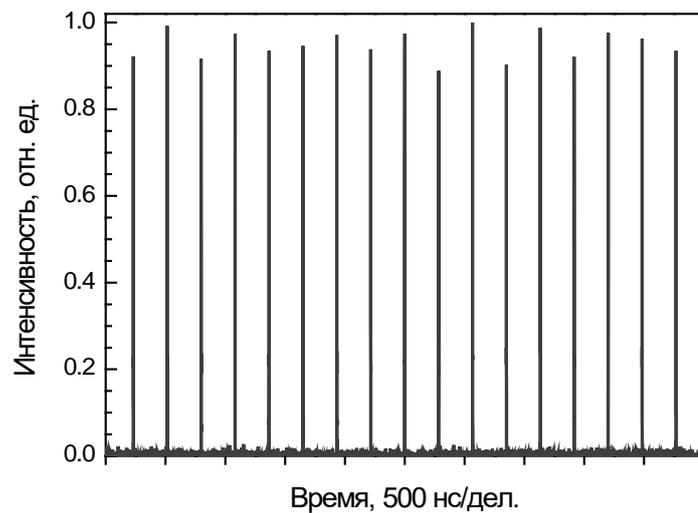


Рисунок 4.26 – Оциллограмма импульсов

Для инициирования синхронизации мод требовалось внешнее воздействие (например, сгибание в кольцо световода резонатора или любое другой незначительное изменение поляризационного состояния системы). Порог импульсной генерации составлял ~ 150 мВт, при этом лазер стартовал с многоимпульсного режима. Исследование поведения схемы в зависимости от мощности накачки показало типичный гистерезис режима синхронизации мод. В частности, для получения одноимпульсной генерации следовало опустить мощность накачки до уровня 80-120 мВт, в зависимости от настройки контроллеров поляризации. Измеренная частота повторения импульсов 3,57 МГц точно соответствовала времени обхода резонатора. Вариация пиковой мощности импульса в процессе работы лазера не превышала 12% (см. рисунок 4.26). Следует также отметить, что в зависимости от настройки контроллеров поляризации и мощности накачки, длительность импульса можно было менять в диапазоне от 15 до 22 пс.

Тем не менее, можно выделить наиболее типичный вид одноимпульсной генерации, наблюдаемый в данной схеме. Опишем характерные параметры такого режима. Спектр импульсного сигнала представлен на рисунке 4.27(а). Кривая спектра имеет гладкое очертание с достаточно резкими, но не вертикальными спадами по краям. Несмотря на большую нормальную дисперсию в резонаторе, генерация диссипативных солитонов в настоящей схеме не наблюдалась. Однако если сравнить форму спектра выходного сигнала с гауссианом и параболой, легко видеть, что в отличие от гауссовой кривой линия генерации имеет существенно более резкие края, которые более характерны для квадратичной зависимости. Действительно, если сопоставить спектр импульсов с параболой очевидно сходство кривых, в особенности их левых частей. Из литературы известно, что в резонаторах импульсных лазеров с суммарной положительной дисперсией существует возможность генерации симиляритонов [141]. Отличительной особенностью данного импульсного режима является параболическая форма спектра и временной огибающей. Отклонение правого края спектра сигнала от квадратичной зависимости может быть обусловлено большой нелинейностью используемых высокогерманатных световодов, которые, в частности, способствуют чрезмерному воздействию на сигнал ФСМ или ВКР, что и могло вызвать стоксово уширение спектральной линии. Аппроксимация АКФ сигнала (рисунок 4.27(б)) различными функциями, в том числе sech^2 профилем, АКФ параболы, гауссианом не дает полной уверенности утверждать, что форма импульса точно соответствует одному из перечисленных контуров. Тем не менее, можно выделить гауссову кривую, как наиболее близкую к форме огибающей (здесь мы не рассматривали возможное искажение формы АКФ, например, за счет действия интегрирующих элементов электрической схемы автокоррелятора). Предполагая это, можно пересчитать ширину АКФ в длительность импульса, которая в этом случае равна 17,7 пс. Стоит отметить, что если положить форму импульса параболической, то длительность по полувысоте увеличивается до 22,5 пс. Таким образом, можно предполагать, что данная лазерная схема генерирует симиляритоны. Однако невозможность однозначного определения формы

временной огибающей импульса, исходя из профиля АКФ, не дает нам полной уверенности в данном утверждении. Далее перейдем к описанию энергетических и мощностных характеристик данного режима генерации.

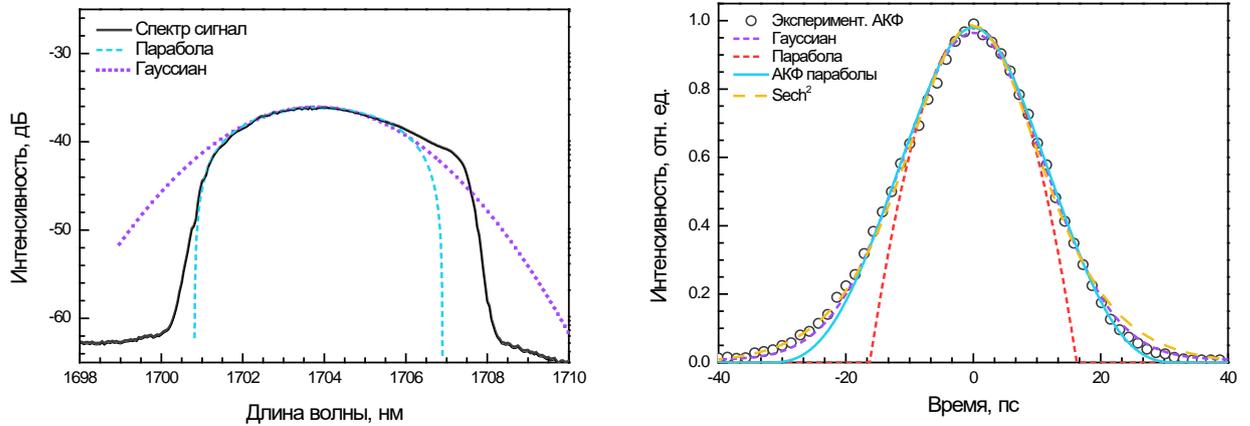


Рисунок 4.27 – Спектр импульсной генерации (а). АКФ импульсного сигнала, аппроксимированная гауссовой кривой, sech^2 профилем и АКФ параболы (б).

Средняя мощность сигнала на выходе составляла $\sim 0,3$ мВт. С учетом измеренных длительности и частоты повторения импульсов данная средняя мощность соответствует $\sim 4,7$ Вт пиковой мощности и энергии 84 пДж. Произведение длительности импульса на ширину спектральной линии (4,5 нм по полувысоте) равно 6,9, что говорит о наличии частотной модуляции.

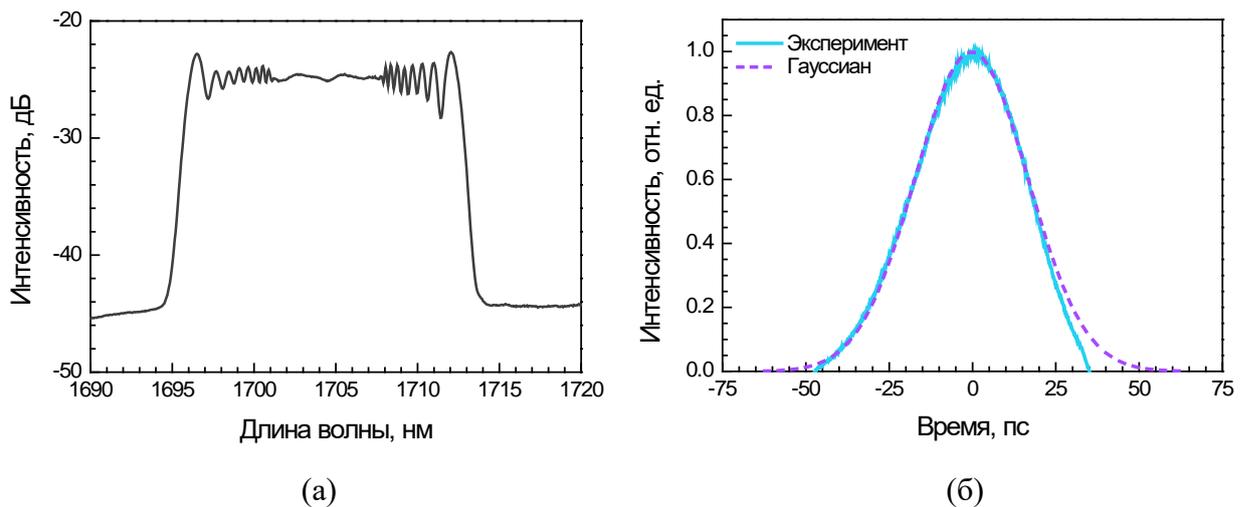


Рисунок 4.28 – Спектр усиленного сигнала (а) и АКФ (б) осциллятора.

В рамках данной работы было изучено масштабирование импульсов задающего генератора в усилителе. В качестве активной среды усилителя использовался ~ 100 м отрезок висмутового световода, по многим параметрам

схожий с образцом, использованным для лазерной схемы, но с меньшим (в ~ 2.5 раза) активным поглощением ($0,92$ дБ/м на 1650 нм) и, соответственно, усилением ($0,34$ дБ/м на 1700 нм). Усилитель работал по схеме со встречной накачкой на длине волны 1570 нм, в качестве источника использовался Er-Yb лазер с выходной мощностью 500 мВт. Средняя мощность сигнала на выходе усилителя составила $\sim 20,4$ мВт, что соответствует $18,3$ дБ. При этом, так как фактически импульс распространялся в 100 метрах высокогерманатного световода с большой нормальной дисперсией групповых скоростей, импульс уширился до $\sim 28,1$ пс (рисунок 4.28(б), несимметричный более резкий спад правого края АКФ обусловлен ограниченным диапазоном сканирования автокоррелятора, составлявшим ~ 75 пс, что меньше полной ширины автокорреляции). Высокая нелинейность висмутового волокна и увеличивающаяся мощность сигнала также способствовали развитию нелинейных эффектов. В частности, из вида спектра на выходе усилителя, представленного на рисунке 4.28, отчетливо наблюдается значительное уширение линии и присутствие характерных для ФСМ интерференционных пиков по краям спектра. С учетом изменившихся длительности импульса и средней мощности, а также принимая во внимание сохранившуюся частоту повторения, получаем для пиковой мощности значение ~ 203 Вт и энергии $\sim 5,7$ нДж.

Усиленные импульсы были сжаты в 150 м отрезке SMF-28, имеющем отрицательную дисперсию на ~ 1700 нм. Длина световода выбиралась из расчета обеспечения наиболее эффективной компрессии импульса. Автокорреляция сжатого импульса представлена на рисунке 4.29. Хорошо видно обширное плато несжатого импульса, наличие которого, по всей вероятности, обусловлено большой длиной световода компрессора, что отражается на нелинейном искажении спектра сигнала. В свою очередь, сжатая часть импульса хорошо описывается гауссовой кривой с шириной по полувысоте 714 фс, что в пересчете на реальную длительность равно 505 фс. Для обеспечения эффективного сжатия импульса требуется произвести предварительное растяжение импульса во

временном масштабе до усиления, что существенно уменьшит искажения, вызванные нелинейными эффектами.

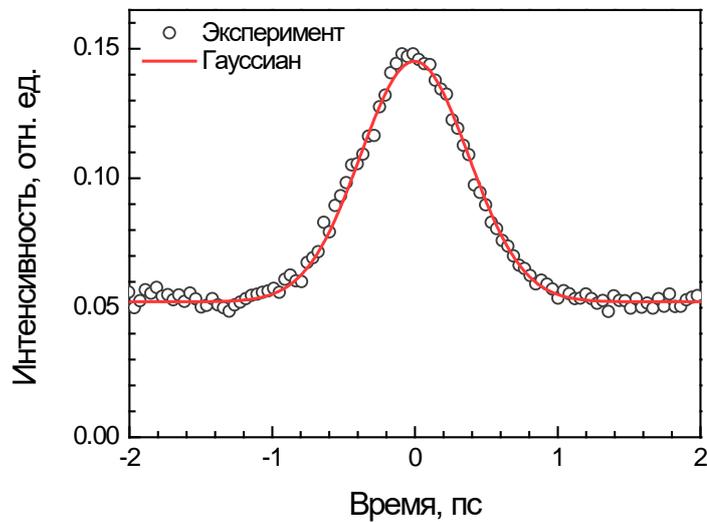


Рисунок 4.29 – АКФ сжатого импульса

Для более глубокого понимания процессов, происходящих внутри резонатора, было проведено математическое моделирование режима установившейся импульсной генерации.

4.4.1 Численное моделирование формирования импульсной генерации

Распространение импульса в световоде удобно описывать с помощью нелинейного уравнения Шредингера (НУШ) [142]:

$$\frac{\partial A}{\partial z} = -\frac{i}{2}\alpha A - \frac{i}{2}\beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + \frac{1}{6}\beta_3 \frac{\partial^3 A}{\partial t^3} - \gamma |A|^2 A. \quad (4.7)$$

Здесь $A=A(z,t)$ – огибающая импульса (амплитуда высокочастотного заполнения), первый член справа отвечает за поглощение в пассивных волокнах и усиление в активных средах (в случае усиления, очевидно, данный член имеет противоположный знак, для большей ясности в этом случае вместо α будем использовать g). Эффект насыщения усиления будем учитывать с помощью известного выражения [141]:

$$g(E_{\text{pulse}}, \nu) = \frac{g_0(\nu)}{1 + \frac{E_{\text{pulse}}}{E_{\text{sat}}}}, \quad (4.8)$$

где $E_{\text{pulse}} = \int |A|^2 dt$ – энергия в импульсе, а коэффициент E_{sat} соответствует энергии насыщения. Параметр $g_0(\nu)$ отражает спектральную зависимость коэффициента усиления слабого сигнала (фактически, данная величина повторяет кривую усиления в высокогерманатном световоде с висмутом, представленную, например, на рисунке 3.14 если пересчитать длины волн в частоты). Следует отметить, что конечная ширина полосы усиления активного волокна имеет исключительное значение при получении устойчивого решения уравнения (4.7), так как данный факт приводит к спектральной фильтрации сигнала, что, отчасти, стабилизирует и укорачивает импульсы, имеющие частотную модуляцию. Дисперсия групповых скоростей учитывается введением выражения типа $\frac{i^{n-1}}{n!} \beta_n \frac{\partial^n A}{\partial t^n}$, в данном случае ограничимся учетом квадратичного члена (линейный член в уравнении Шредингера отсутствует в силу использованию системы координат, движущейся вместе с импульсом). Из нелинейных эффектов будем учитывать только ФСМ, за которую отвечает последний член в (4.7). Нелинейный коэффициент $\gamma = n_2 \omega_0 / c A_{\text{eff}}$ определяется нелинейным показателем преломления n_2 , и эффективным полем моды A_{eff} световода.

Следует отметить, что НУШ было получено в приближении медленно меняющихся амплитуд, предполагающем, что характерный пространственный размер импульса ($\sim T_{\text{FWHM}} \cdot c$) много больше длины волны излучения. Поэтому НУШ адекватно описывает распространение импульсов длительностью ≥ 100 фс.

Численное решение уравнения (4.7) удобно производить с помощью SSF-метода (Split-step Fourier method). В основе данного подхода лежит использование быстрого преобразования Фурье (БПФ), которое позволяет значительно увеличить скорость расчета по сравнению с разностными методиками благодаря возможности заменить $\partial / \partial t \rightarrow i\omega$ при переходе в пространство частот в случае членов линейных относительно $A(z, t)$ (т.е. выражения, отвечающие за дисперсию и поглощение). Однако, наличие нелинейных членов, которые не могут быть отражены в пространство частот простой заменой $A(t) \rightarrow A(\omega)$, затрудняет

использование БПФ. Поэтому, в рамках SSF-метода используется предположение, что действие нелинейности и дисперсии независимы друг от друга. Благодаря данному упрощению расчет можно разделить на две части, учитывающих:

- 1 Дисперсионные эффекты (вычисляется с помощью БПФ)
- 2 Нелинейные эффекты (вычисляется обычным разностным методом)

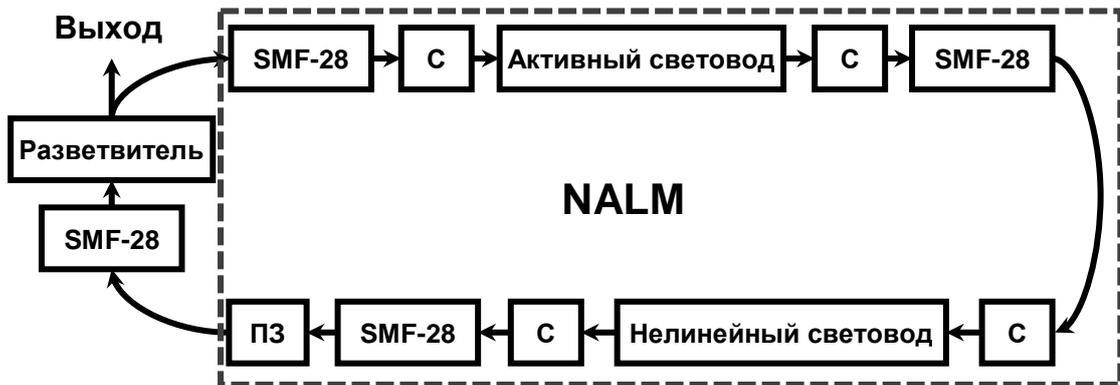


Рисунок 4.30 – Блок-схема модели лазера. Элемент “С” учитывает потери на сварке SMF-28 – Ni-Ge световод, элемент “ПЗ” моделирует нелинейное пропускание NALM.

Представленный подход позволяет решать НУШ с приемлемой точностью даже на рядовых персональных компьютерах за разумное время. Далее рассмотрим непосредственно модель лазера восьмерки. Блок-схема модели представлена на рисунке 4.30. Последовательность элементов в схеме повторяет положение реальных оптических компонент в лазере на рисунке 4.25. Также в блок-схеме присутствует элемент “С”, учитывающий 0,5 дБ потери на сварке SMF-28 – Ni-Ge световод.

Известно, что схемы типа восьмерки имеют сложности с самозапуском импульсной генерации, что также отражается на моделировании соответствующего режима. Поэтому, для упрощения расчета в рамках модели действие зеркала Саньяка было заменено введением эквивалентного насыщаемого поглотителя (на блок-схеме представлен элементом “ПЗ” – пропускание зеркала) с пропусканием, соответствующим NALM, а сама восьмерка заменена на кольцо. Последовательность элементов совпадала с обходом компонент зеркала по часовой стрелке, а для того, чтобы влияние нелинейных эффектов соответствовало реальной схеме, при распространении через NALM (на рисунке

4.3 выделено пунктирной линией) мощность сигнала уменьшалась в соответствии с коэффициентом деления разветвителя 57/43 и, соответственно, увеличивалась на выходе из зеркала (перед элементом “ПЗ”).

Зависимость пропускания нелинейного зеркала хорошо описывается выражением (4.9) [143]. Для удобства использования приведем данную зависимость к виду:

$$T(\tau) = T_{\min} + \frac{(T_{\max} - T_{\min})}{2} \cdot \left(1 + \cos \left(\pi + \pi \frac{P(\tau)}{P_{\text{sat}}} \right) \right), \quad (4.9)$$

где T_{\max} и T_{\min} – максимальное и минимальное пропускание зеркала соответственно, $P(\tau)$ – мгновенная мощность в импульсе, а P_{sat} – мощность сигнала, соответствующая первому максимуму пропускания. Наглядное изображение данной зависимости представлено на рисунке 4.31 (а).

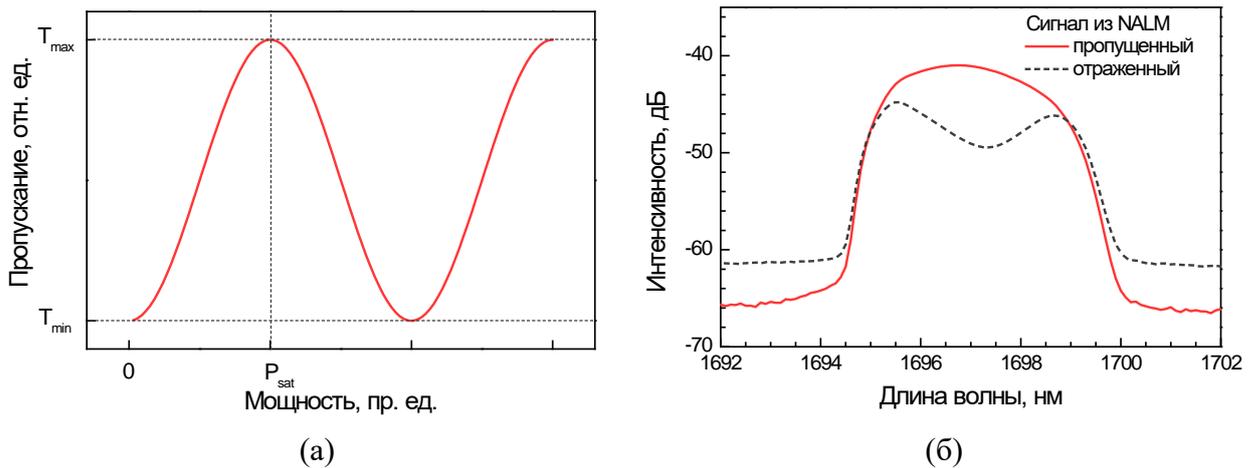


Рисунок 4.31 – Пропускание нелинейного зеркала (а). Спектры прошедшего и отраженного от NALM сигнала исследуемого лазера (б).

Теоретически максимальное пропускание в зеркале на разветвителе 63/37 оценивается как $\left(\sqrt{0.63} \sqrt{0.63} A_{\text{in}} + \sqrt{0.37} \sqrt{0.37} A_{\text{in}} \right)^2 / A_{\text{in}}^2 = 1,0$ [143]. Для экспериментальной оценки данного параметра были измерены спектры прошедшего и отраженного от NALM сигнала в рабочем лазере. Соответствующие графики представлены на рисунке 4.31(б). Исходя из полученных данных, получаем, что максимум пропускания зеркала равен 0,86, а соответственно минимум $\sim 0,25$. Однако при расчете реального минимума пропускания следует учесть, что интенсивность сигнала на выходе из зеркала

складывается из когерентной, циркулирующей в резонаторе импульсной генерации и усиленной спонтанной эмиссии (УСЭ) активной среды внутри NALM. Данный факт затрудняет непосредственное вычисление T_{\min} . Поэтому минимальное пропускание оценивалось исходя из теоретически возможного значения T_{\min} . Таким образом, $T_{\min} = \left(\sqrt{0.63} \sqrt{0.63} A_{\text{in}} - \sqrt{0.37} \sqrt{0.37} A_{\text{in}} \right)^2 / A_{\text{in}}^2 = 0,073$.

P_{sat} будем использовать в качестве подстраиваемого параметра, значения которого лежат в диапазоне 2 – 15 Вт – порядка пиковой мощности импульса в резонаторе на выходе из кольцевого зеркала, то есть 4,7/0,3~15 Вт, где 0,3 – доля выводимой из резонатора мощности, 4,7 Вт – пиковая мощность на выходе из лазера. Согласно этому же принципу, выберем диапазон для варьирования энергии насыщения активной среды в районе энергии импульса, то есть ~ 50-300 пДж.

В данных расчетах не учитывалась дисперсия 3-го порядка, так как её влияние было пренебрежимо мало. В таблице 4.2 приведены основные характеристики использованных световодов, все величины, представленные в таблице, являются экспериментально измеренными, за исключением нелинейных коэффициентов γ , которые были взяты из литературы [144].

Таблица 4.2 Параметры моделирования. Все параметры соответствуют длине волны ~1,7 мкм.

| Тип световода Параметр | SMF-28 | Висмутовый световод | Пассивный Ni-Ge световод |
|--|--------|------------------------|-----------------------------|
| α , дБ/км | 0,3 | -0,95 | 5,0 |
| β_2 , пс ² /км | -35,6 | 120 | 80 |
| γ , м ⁻¹ ·Вт ⁻¹ | 0,0047 | 0,176 | 0,0752 |
| Полная длина, м | 16 | 15 | 25 |

Результаты моделирования представлены на рисунках 4.32 и 4.33. Сравнение результатов моделирования с экспериментом показано на рисунках 4.32 (а) и (б). Отчетливо видно, что рассчитанный спектр, как и АКФ, достаточно хорошо совпадают с измеренными зависимостями, в особенности с левого края. Более того, контур рассчитанного спектра очень близок к параболической функции, что косвенно указывает на генерацию симиляритонов.

На рисунке 4.32 (в) представлена эволюция длительности импульса за один обход внутри резонатора. Видно, что импульс испытывает сильное уширение при распространении через высокогерманатные световоды. При этом увеличение длительности импульса преимущественно компенсируется за счет действия элемента “ПЗ”, присутствие которого оказывается исключительно важным для получения стабильной генерации и формирования импульсов. Также следует отметить, что положение выходного мультиплексора в резонаторе (крайняя правая точка на рисунке 4.32 (в)) близко к оптимальному в плане получения минимальной длительности на выходе из лазера.

Основные параметры импульса в различных точках резонатора, рассчитанные на основе взятой модели, (производная фазы по времени представляет частотную модуляцию импульса) показаны на рисунке 4.33. Стоит заметить, что в то время как спектр и временная огибающая импульса претерпевают существенные изменения, по мере распространения сигнала внутри резонатора, частотная модуляция остается практически неизменной. Более того, несмотря на то, что большая часть резонатора состоит из высоконелинейных световодов, частотная модуляция близка к линейной. Подобное поведение импульсов может быть обусловлено действием дисперсии групповых скоростей, которая, вероятно, в данном случае, превалирует над нелинейностью. В свою очередь линейный чирп импульсного сигнала на выходе может быть использован для эффективного сжатия импульсов.

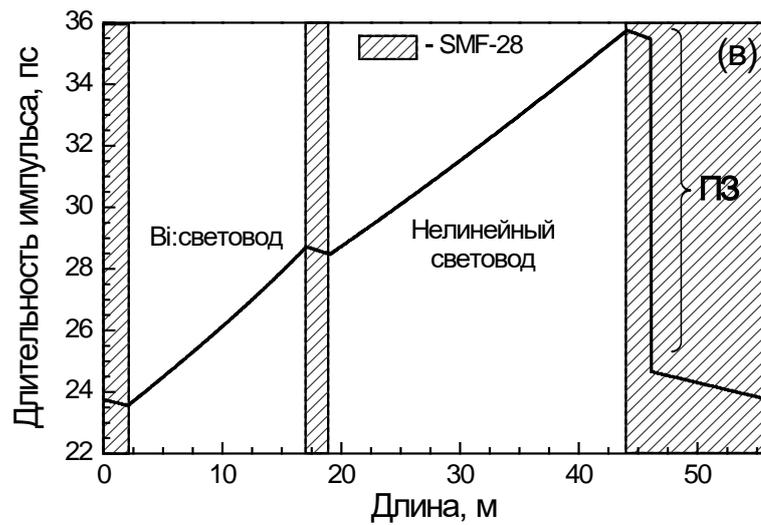
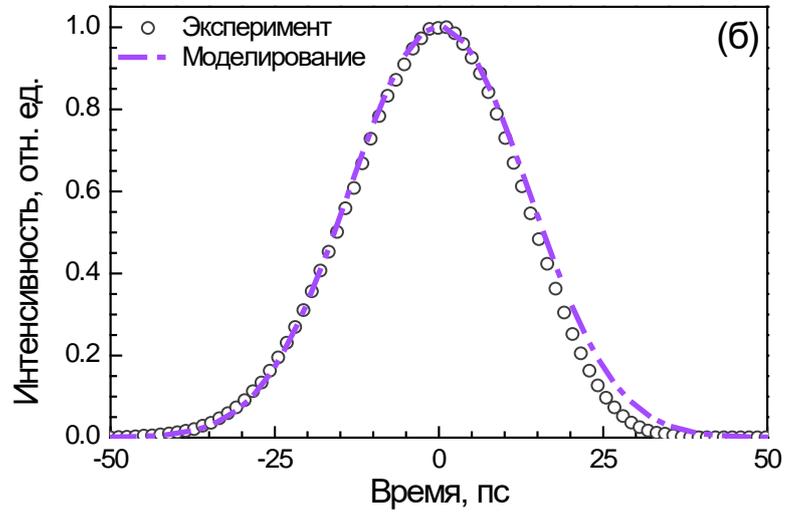
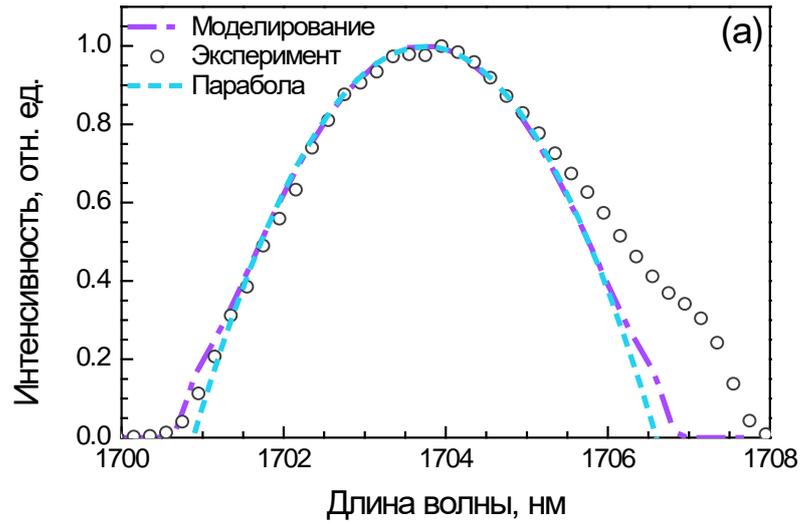


Рисунок 4.32 – Сравнение экспериментально измеренных спектров (а) и АКФ (б) с результатами моделирования. Эволюция длительности импульса (FWHM) в процессе распространения внутри резонатора (в).

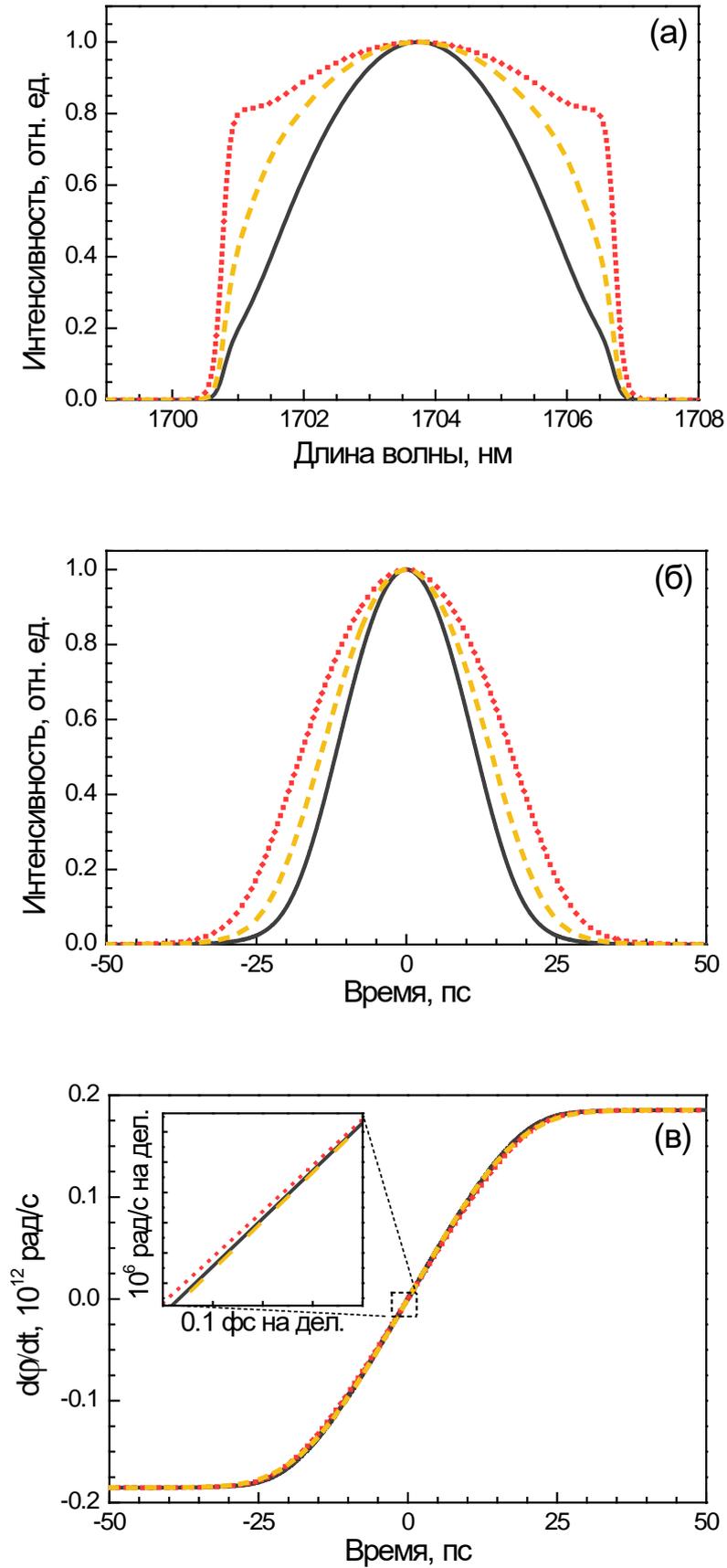


Рисунок 4.33 – Спектры (а), АКФ (б) и производная фазы импульса по времени (в) в различных точках внутри резонатора: после В_i: световода (пунктир), после нелинейного световода (точки) и после элемента “ПЗ” (сплошная линия) (расчет).

4.5 Висмутовый лазер УКИ в области 1.3 мкм на одностенных углеродных нанотрубках

Несмотря на ряд преимуществ, которыми обладают схемы на нелинейном эффекте Керра, такие лазеры зачастую имеют один недостаток – это отсутствие уверенного самостарта импульсной генерации. Как отмечалось ранее, данным качеством обладают лазеры на основе насыщаемых поглотителей, имеющих быструю и медленную компоненты во времени релаксации. Такими свойствами, в частности, обладают насыщаемые поглотители на основе одностенных углеродных нанотрубок (ОУНТ, см. раздел 1.3.2). С целью изучения возможности реализации синхронизации мод с помощью ОУНТ в фосфоросиликатных световодах с висмутом, а также для исследования специфики режима генерации, его запуска и стабильности, была собрана следующая экспериментальная схема кольцевого лазера (рисунок 4.34).

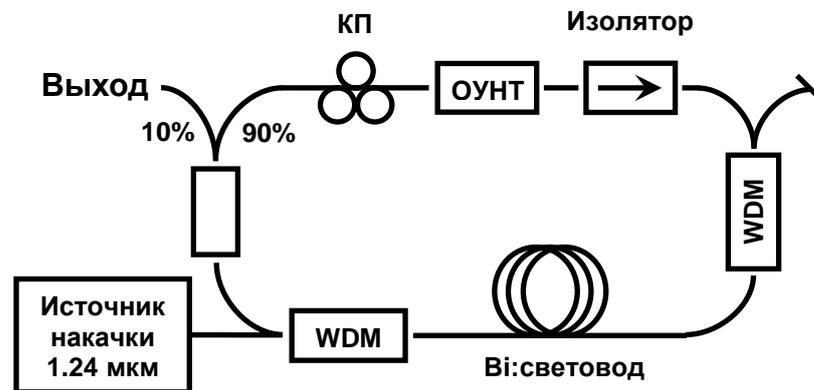


Рисунок 4.34 – Схема кольцевого лазера на активном висмутовом световоде и синхронизацией мод с помощью одностенных углеродных нанотрубок (ОУНТ).

В качестве активной среды лазера был выбран фосфоросиликатный световод, легированный висмутом. Так как увеличение длины световода, образующего резонатор, приносит дополнительную нелинейность в лазер и, как правило, негативно сказывается на стабильности импульсной генерации, было принято решение минимизировать длину активного и вспомогательных световодов лазера (последние складывались из выходных концов оптических компонент, таких как КП, WDM и так далее). С этой целью в экспериментальной установке использовался образец висмутового световода с максимальным

погонным коэффициентом усиления, достигнутым для данной матрицы $\sim 0,32$ дБ/м на длине волны 1,32 мкм при накачке на 1,23 мкм. Длина активного волокна составила 15 м, что соответствовало минимальному требованию по усилению, необходимому для достижения порога импульсной генерации.

Накачка активной среды производилась с помощью спектрально селективного мультиплексора (WDM) 1230/1310 нм непрерывным излучением ВКР-лазера на 1,23 мкм с максимальной мощностью 1,5 Вт навстречу распространению сигнала. Дополнительный WDM разветвитель выводил непоглощенную накачку из резонатора и тем самым снижал мощность, падающую на оптический изолятор. Использование изолятора обеспечивало однонаправленную генерацию в лазере, а также предохраняло насыщаемый поглотитель от термического разрушения излучением накачки. В качестве насыщаемого поглотителя использовался модуль, состоящий из тонкого слоя (десятки нанометров) одностенных углеродных нанотрубок (ОУНТ), помещенного между керамическими феррулами FC/APC коннекторов. Контроллер поляризации, также включенный в резонатор, обеспечивал подстройку поляризационного состояния схемы и упрощал поиск предпочтительного режима генерации. Сплавной выходной мультиплексор, ответвлявший 10% внутрирезонаторной мощности, был помещен непосредственно после активного световода для максимизации мощности сигнала на выходе.

Отдельное внимание следует уделить рассмотрению дисперсии в резонаторе. Полная длина резонатора составила 20 м. За исключением 15 м отрезка активного световода кольцо лазера состояло из световода SMF-28. Экспериментально измеренные дисперсионные картины (в том числе дисперсия 3-го порядка) световодов, используемых в схеме, представлены на рисунке 4.35. Полная дисперсия в резонаторе на длине волны 1,32 мкм составила $\sim 8,6 \cdot 10^{-3}$ пс². Относительно малая абсолютная величина дисперсионного коэффициента β_2 , очевидно, приводит к тому, что на формирование импульса начинает влиять значение β_3 . Другим следствием малой β_2 является то, что в противоположность

абсолютной величине дисперсии ее относительное изменение становится существенным.

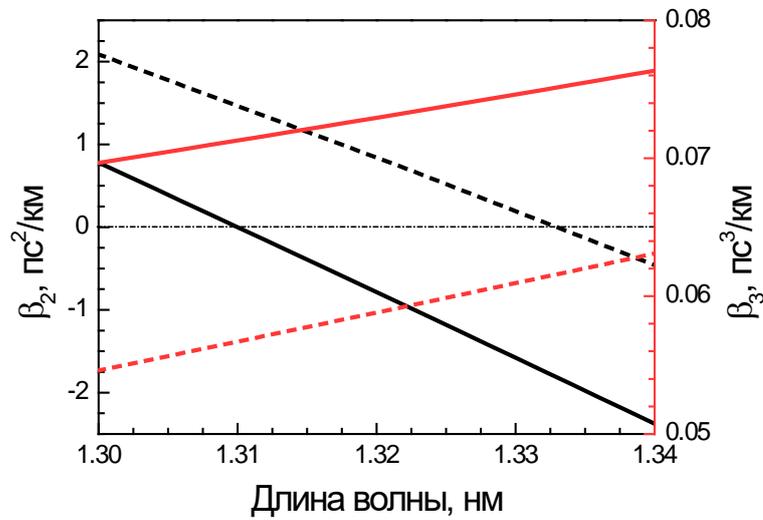


Рисунок 4.35 – Дисперсия 2-го и 3-го порядка (β_2 , β_3) в висмутовом световоде – пунктирная линия и SMF-28 – сплошная линия.

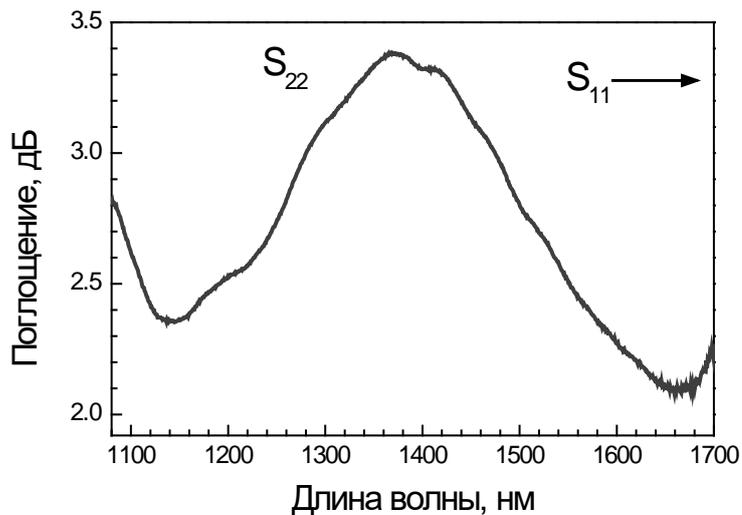


Рисунок 4.36 – Поглощение слабого сигнала в образце ОУНТ.

Образец с нанотрубками, используемый в работе, был синтезирован с помощью аэрозольного химического осаждения из газовой фазы [84]. Частицы нанотрубок собирались на нитроцеллюлозных фильтрах в виде тонкого слоя, который затем переносился непосредственно на поверхность ферулы. Точный контроль условий синтеза нанотрубок позволял добиться заданных оптических свойств образцов. В частности, средний диаметр ОУНТ составлял $\sim 2,4$ нм, что обеспечивало спектральное положение второго оптического перехода Вант-

Гоффа на 1,37 мкм. Спектр поглощения “слабого” сигнала в образце ОУНТ представлен на рисунке 4.36. На длине волны 1,32 мкм потери составили 3,2 дБ. Использование образцов с большим поглощением было нежелательно, так как требовало значительного увеличения длины активного световода. Время релаксации нанотрубок имело две составляющие: быструю и медленную, наличие которых обусловлено присутствием в образце так называемых металлических и полупроводниковых ОУНТ. Причем первые ответственны за быструю компоненту (~100-200 фс), тогда как вторые обеспечивают насыщение потерь и медленную релаксацию (~1-2 пс) [145].

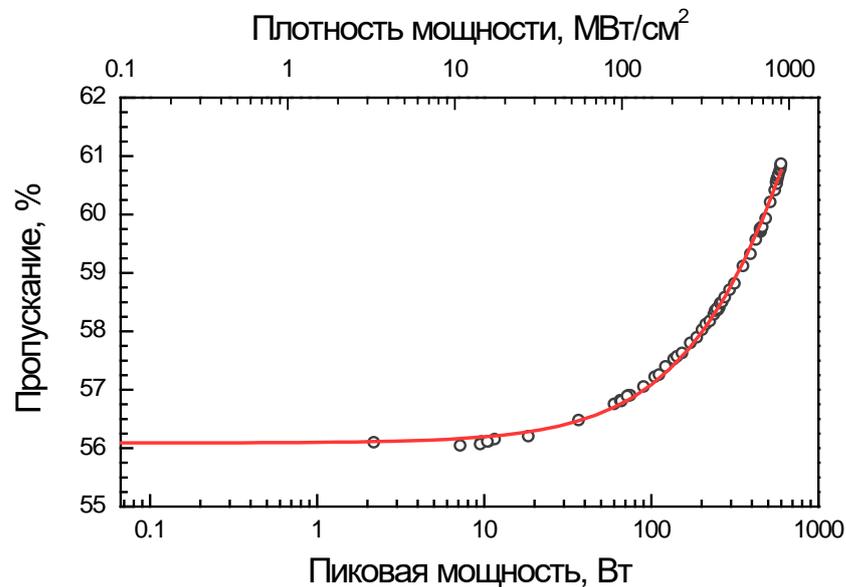


Рисунок 4.37 – Насыщение оптических потерь в слое ОУНТ.

Мы также измерили нелинейное пропускание в образце нанотрубок аналогичном используемому в лазерной схеме (поглощение слабого сигнала на длине волны 1,32 мкм составляло 2,5 дБ), результат эксперимента показан на рисунке 4.37. Для этого через образец, помещенный между волоконными коннекторами, пропускался усиленный сигнал задающего генератора с длительностью импульсов ~7,8 пс (источником сигнала выступал кольцевой лазер, описываемый ниже в данном разделе). Максимальная пиковая мощность зондирующего сигнала, используемого в процессе измерения (~ 600 Вт) ограничивалась с одной стороны параметрами схемы задающий генератор-усилитель, а с другой – возможностью термического разрушения образца

излучением со средней мощностью >50 мВт (крайняя правая экспериментальная точка на рисунке 4.37). Тем не менее, следует отметить, что никаких отчетливых признаков деградации насыщаемого поглотителя в процессе и после проведения экспериментов обнаружено не было. Исходя из полученных данных видно, что нелинейное пропускание в образце достигает 5%. Однако, как будет показано далее, для эффективной работы лазера достаточно просветления $\sim 2\%$.

Перейдем к непосредственному описанию работы лазера. С помощью точной подстройки КП в представленной схеме была получена стабильная самостартующая импульсная генерация. Режиму синхронизации мод предшествовала стохастическая непрерывная генерация при значениях мощности накачки ниже пороговой. Зависимость средней выходной мощности лазера от мощности накачки, а также соответствующие пороги генерации представлены на рисунке 4.38. Видно, что для данного импульсного режима характерен гистерезис по мощности накачки. Однако следует заметить, что при значениях мощности выше пороговых между режимом генерации (в том числе длительностью импульса и формой спектра) и уровнем накачки можно было провести взаимно однозначное соответствие (при условии фиксированной настройки КП).

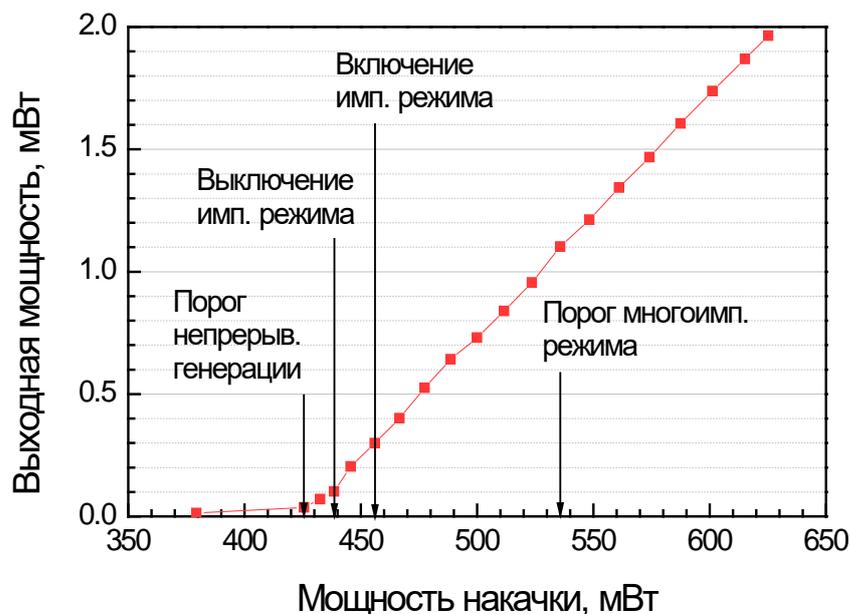


Рисунок 4.38 – Выходная мощность лазерной схемы, как функция мощности накачки.

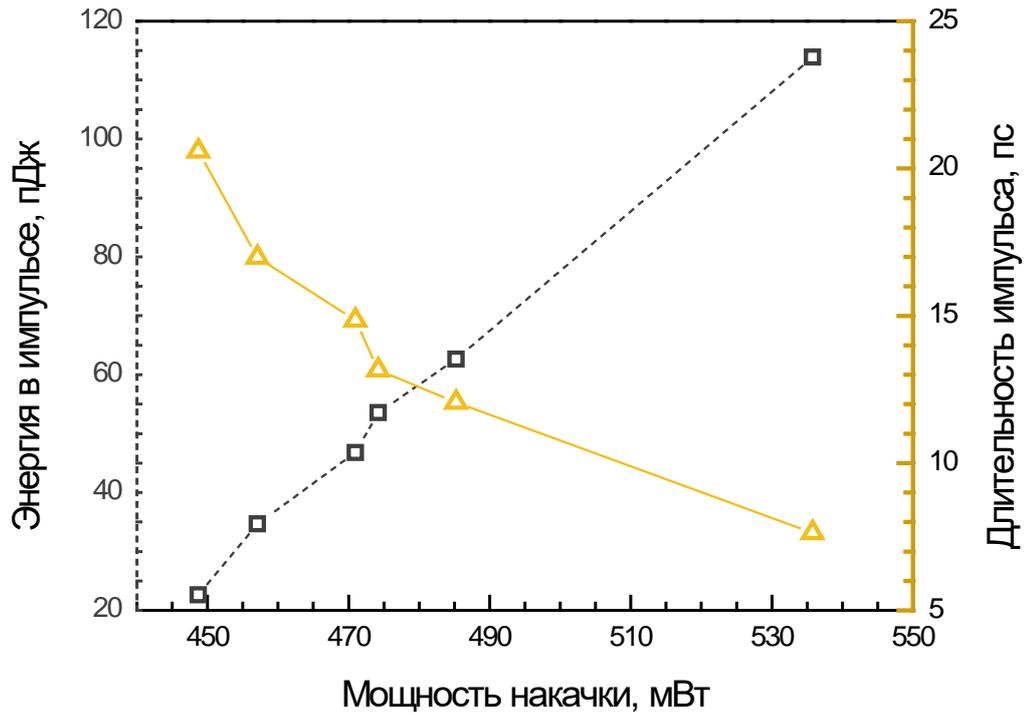


Рисунок 4.39 – Зависимость энергии в импульсе и его длительности от мощности накачки (режим одиночных импульсов).

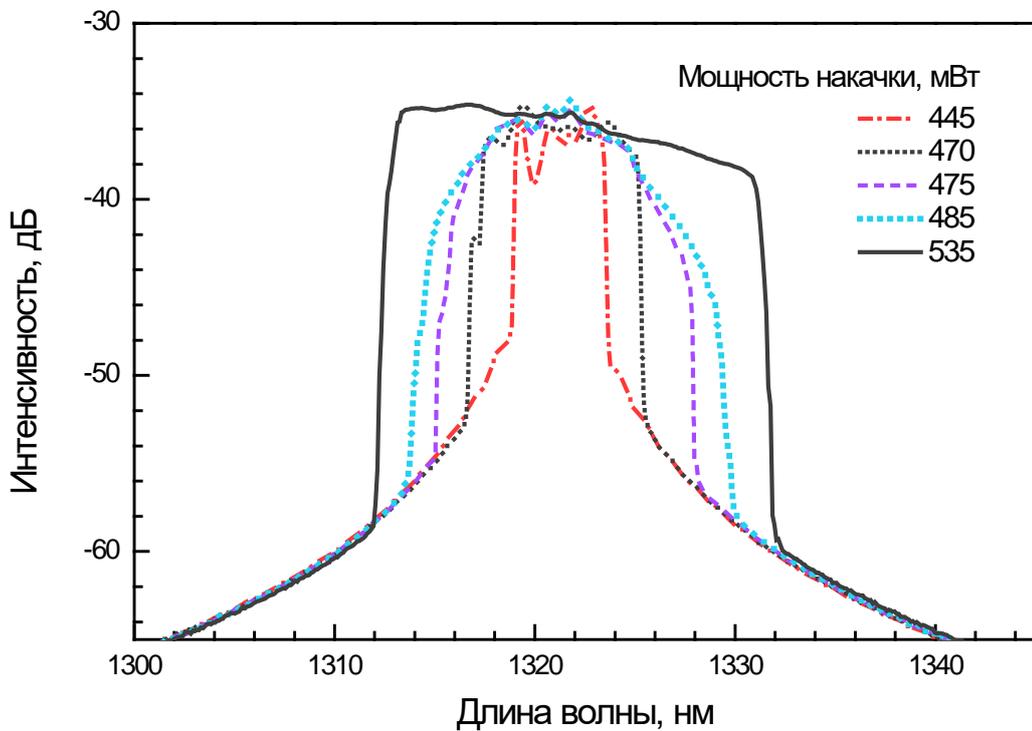


Рисунок 4.40 – Спектры импульсной генерации при разных уровнях мощности накачки (режим одиночных импульсов).

Помимо линейного роста выходного сигнала, с мощностью накачки также изменялась и длительность импульсов. В частности, при бóльших уровнях накачки наблюдалось отчетливое сокращение длительности импульса с 20,5 пс, наблюдаемой при значении мощности накачки близком к порогу включения импульсной генерации, до 7,8 пс на границе многоимпульсного режима (рисунок 4.39). Интересно, что режим одиночных импульсов в лазере наблюдался в достаточно широком диапазоне, как параметров импульсной генерации, так и значений мощности накачки, при этом никакой подстройки КП не требовалось. Переключение в многоимпульсный режим происходило при накачке выше 535 мВт в данном случае, точное пороговое значение мощности зависит от положения КП. Вероятно, что для получения стабильной одноимпульсной генерации при мощностях накачки выше указанного уровня, необходима дополнительная настройка состояния поляризации в схеме, однако в рамках наших экспериментов подстройка КП не позволила достичь необходимого результата.

Выходные характеристики одноимпульсного режима с наибольшей энергией и минимальной длительностью импульса представлены на рисунке 4.41. Средняя мощность выходного сигнала составила 1,15 мВт. Спектр импульсов (рисунок 4.41 (а)) имеет относительно плоскую вершину и резкие края. Учитывая, что в резонаторе суммарная нормальная дисперсия перечисленные свойства спектра указывают на то, что лазер работает в режиме генерации диссипативных солитонов (ДС). Наклонная форма вершины спектра может быть вызвана особым поведением дисперсии в световодах, используемых в лазерной схеме (см. рисунок 4.35). В частности, наблюдаемый эффект может быть обусловлен сильным изменением относительного значения параметра β_2 в области генерации лазера. АКФ импульсов (рисунок 4.41(б)) хорошо аппроксимируется гауссовой кривой. Длительность импульсов в соответствии с шириной АКФ равна $\sim 7,8$ пс. Зная ширину спектра и длительность импульса можно рассчитать их произведение (в иностранной литературе используется понятие *time-bandwidth product*), которое дает на выходе 22, что указывает на то, что представленные импульсы сильно чирпированы.

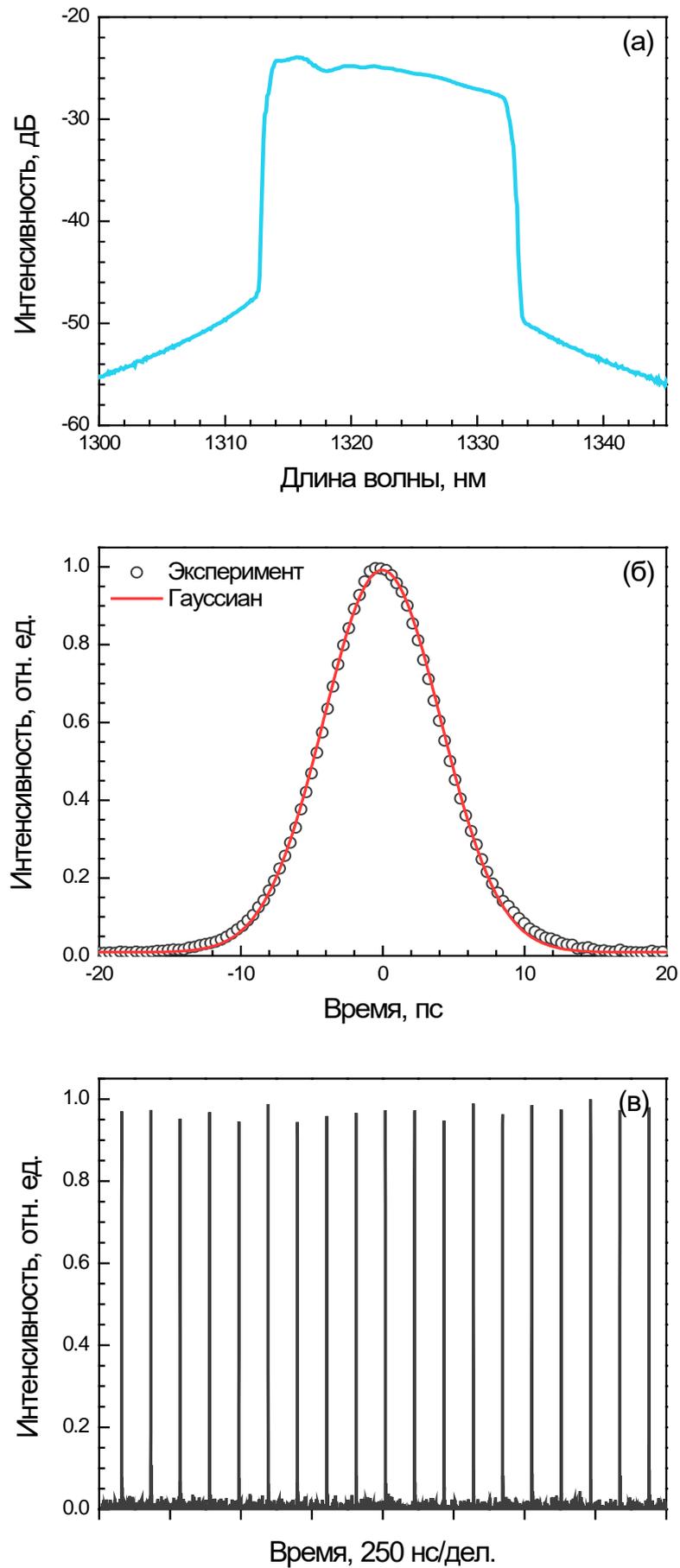


Рисунок 4.41 – Спектр (а), АКФ (б) и осциллограмма (в) одноимпульсной генерации.

Частота повторения импульсов составляла ~ 10 МГц, что точно соответствует времени одного обхода резонатора. Осциллограмма выходного сигнала изображена на рисунке 4.41, в соответствии с ней максимальное отклонение амплитуды импульса от ее среднего значения не превышает 3%. Исходя из приведенных данных, энергия в отдельном импульсе равнялась ~ 117 пДж, а пиковая мощность сигнала на выходе достигала ~ 10 Вт, что соответствует 100 Вт внутри резонатора. В соответствии с измеренной зависимостью просветления в образце ОУНТ (рисунок 4.37) получаем, что нелинейное пропускание насыщаемого поглотителя не превышает 1-2%. Относительно малая степень просветления нанотрубок необходимая для инициации и поддержания стабильной синхронизации мод может быть объяснена сравнительно низким уровнем суммарной дисперсии внутри резонатора, как и малым погонным значением ДГС в каждом отдельном световоде.

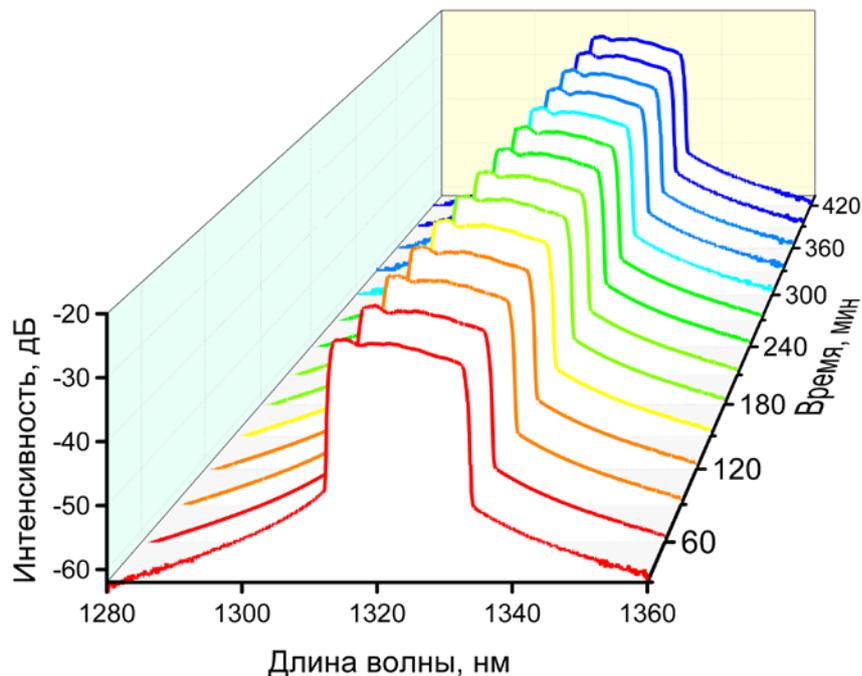


Рисунок 4.42 – Эволюция спектра выходного сигнала с течением времени.

Мы также проверили стабильность работы лазера на большем временном интервале. Для этого отслеживались изменения в спектре выходного сигнала лазера в течение 420 минут. На рисунке 4.42 представлены спектры импульсной генерации, которые измерялись с периодом в полчаса. Легко видеть, что за все время проведения эксперимента не наблюдалось каких-либо видимых изменений

в режиме генерации. Однако следует заметить, что обязательным условием устойчивого импульсного режима с заданными характеристиками является использование стабильного источника накачки, так как изменение уровня мощности накачки непосредственно влияет на параметры генерации, такие как ширина спектра сигнала, а также длительность и энергия отдельного импульса.

Далее экспериментальная схема была модифицирована для изучения поведения лазера в случае более длинного резонатора. С этой целью активный световод был заменен на 25 м образец фосфоросиликатного висмутитового световода с погонным усилением “слабого” сигнала 0,195 дБ/м на длине волны 1,32 мкм при накачке на 1,23 мкм. Выбранная длина нового волокна позволяла сохранить полное усиление активной среды практически без изменения. Длина SMF-28 была увеличена на ~10 м. В результате, полная дисперсия в модифицированном резонаторе составила $1,3 \cdot 10^{-2}$ пс², то есть также сохранилась слегка положительной. Таким образом, единственное существенное различие между схемами лазеров заключалось в увеличенной нелинейности. В полученной схеме также была получена импульсная генерация. Проведем сравнение двух лазерных схем с различной длиной резонатора, для этого сопоставим выходные спектры и АКФ (рисунок 4.43). Исходя из формы спектра на рисунке 4.43(а), видно, что в более длинном лазере сохранилась генерация ДС, хотя ширина спектра значительно уменьшилась. В тоже время ширина АКФ и, соответственно, длительность импульса в “новой” схеме увеличилась практически вдвое – до 14,8 пс (для длительности) предполагая гауссову форму АКФ (рисунок 4.43 (б)). В дополнение к этому, генерация в длинном резонаторе отличалась меньшей стабильностью и энергией в импульсе (84 пДж). Тем не менее, так как данный активный световод характеризовался меньшими ненасыщаемыми потерями, “новая” схема показала лучшие результаты в плане энергоэффективности. К примеру, импульсный режим, показанный на рисунке 4.43, соответствует мощности накачки ~235 мВт (по аналогии с первой схемой при больших мощностях накачки получить одноимпульсную генерацию не удавалось).

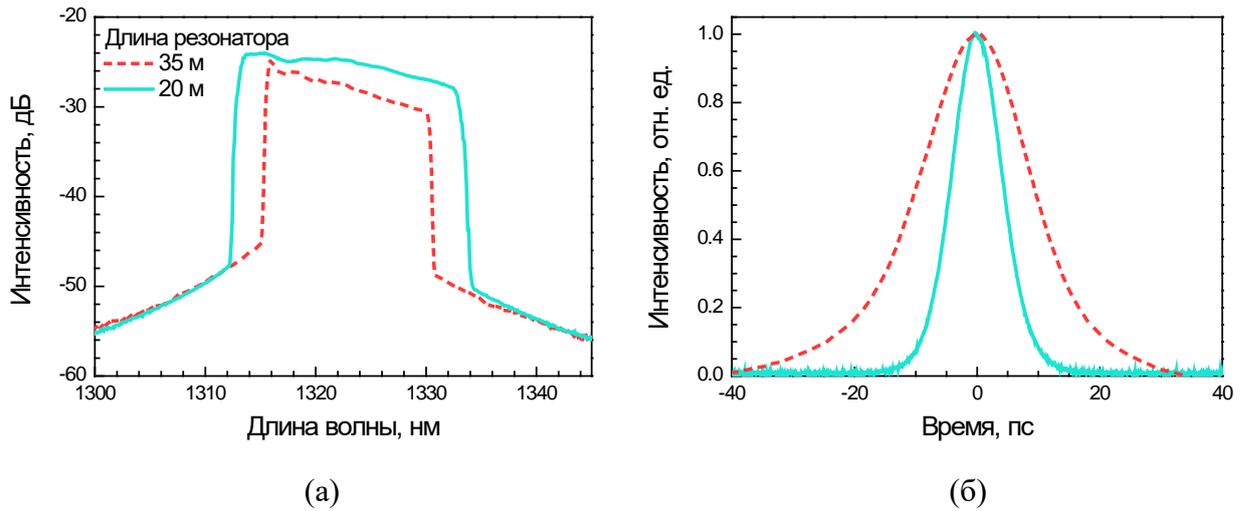


Рисунок 4.43 – Сравнение спектров (а) и АКФ (б) импульсной генерации в лазерах с различной длиной резонатора.

Итак, использование экспериментальной схемы с более коротким резонатором выгодно, с точки зрения получения лучших оптических параметров излучения лазера, если не принимать во внимание меньшую эффективность использования накачки. В данный момент возможность дальнейшего уменьшения длины резонатора висмутовых лазеров на 1,3 мкм ограничена сложностью создания образцов висмутовых световодов с большим коэффициентом усиления.

Выводы к главе 4

1. Реализована и исследована схема полностью волоконного висмутового лазера с пассивной синхронизацией мод, основанной на керровской нелинейности. Используя фосфоросиликатный световод с висмутом в качестве активной среды удалось получить генерацию в области вблизи 1300 нм.

2. В лазере на нелинейном усиливающем кольцевом зеркале (NALM) была получена генерация диссипативных солитонов длительностью ~ 14 пс и энергией 50 пДж.

3. Разработан лазер с использованием пассивного нелинейного зеркала (NOLM). Проведенный анализ и оптимизация схемы позволили получить импульсную генерацию со средней мощностью ~ 6 мВт, выходной энергией в импульсе $\sim 1,7$ нДж и длительностью ~ 11 пс.

4. С помощью висмутового усилителя средняя мощность сигнала из задающего генератора была увеличена до ~ 30 мВт, а энергия в импульсе – до $\sim 8,5$ нДж. Использование решеточного компрессора позволило сжать усиленные импульсы до субпикосекундных длительностей ~ 670 фс.

5. Разработан висмутовый лазер с пассивной синхронизацией мод на нелинейном усиливающем кольцевом зеркале, генерирующий в области 1700 нм.

6. В результате оптимизации параметров лазерной схемы удалось получить стабильную генерацию УКИ длительностью 17,7 пс, энергией в импульсе 84 пДж и пиковой мощностью 4,7 Вт.

7. С помощью усилителя на высокогерманатном световоде с висмутом энергия в импульсе была увеличена до 5,7 нДж, однако при этом длительность импульсов также увеличилась до 28 пс.

8. Разработана модель лазера на нелинейном кольцевом зеркале с использованием нелинейного уравнения Шредингера и SSF-метода. В рамках представленной модели были проведены расчеты, позволяющие изучить формирование и распространение импульсов в резонаторе. Сравнение расчетных данных с экспериментом показало хорошее совпадение теории и эксперимента, что указывает на правильный выбор модели и исходных параметров лазера.

9. Разработана и исследована схема кольцевого лазера на фосфоросиликатном световоде с висмутом и пассивной синхронизацией мод с помощью насыщаемого поглотителя на основе одностенных углеродных нанотрубок. Обнаружено, что при доступных мощностях излучения (до 900 МВт/см² пиковой плотности мощности) максимальное просветление образца нанотрубок составляет $\sim 5\%$, а деградация не наблюдается вплоть до максимально доступного уровня средней мощности около 50 мВт.

10. Показано, что для устойчивого запуска и долговременной стабильной (в масштабе часов) генерации лазера с синхронизацией мод достаточно нелинейного просветления в затворе из нанотрубок на уровне 1-2%.

11. Проведено исследование влияния мощности накачки и длины резонатора на свойства импульсного излучения, полученного кольцевого лазера.

Показано, что варьированием мощности накачки можно изменять длительность импульсов в диапазоне 8-20 пс, а энергию импульса – 20-120 пДж.

12. Продемонстрировано, что режим работы лазера зависит от длины резонатора, при этом увеличение длины приводит к уменьшению энергии и увеличению длительности импульса.

ГЛАВА 5 ИМПУЛЬСНЫЙ ЛАЗЕР С МОДУЛЯЦИЕЙ ДОБРОТНОСТИ [146,147,148,149,150]

5.1 Лазер с активной модуляцией добротности на фосфоросиликатном световоде, легированном висмутом

Применение лазеров с модуляцией добротности зачастую необходимо в тех случаях, когда требуются импульсы большой энергии, при этом нет необходимости в получении фемто- или пикосекундных длительностей. В наше время, лазеры с модуляцией добротности находят широкое применение в медицине и на производстве. Так как диапазон 1,3 мкм соответствует окну прозрачности в волокнах на основе кварцевого стекла, генераторы, работающие в данном диапазоне, могут быть использованы в рефлектометрии и телекоммуникациях. С точки зрения исследования свойств висмутовых световодов, разработка лазера с модуляцией добротности представляет интерес с целью получения предельных для данной активной среды значений энергии в отдельном импульсе.

5.1.1 Экспериментальная установка

Экспериментальная схема лазера представлена на рисунке 5.1. Лазер представляет одну из разновидностей кольцевых лазеров с активной модуляцией добротности. В качестве оптического затвора использовался акустооптический модулятор (АОМ), работавший в режиме ключа с двумя положениями, закрытым и открытым. Представленная схема была реализована в полностью волоконном исполнении. Пара спектрально-селективных мультиплексоров (WDM) с рабочими длинами волн 1240 и 1320 нм использовались для накачки фосфоросиликатного световода с висмутом. Так как в рамках данной задачи требовался достаточно мощный источник накачки, в работе использовался исключительно ВКР-лазер на 1230 нм. Сигнал лазера накачки делился пополам в сплавном неселективном мультиплексоре и обеспечивал встречную накачку выходного каскада и попутную накачку первого каскада усиления.

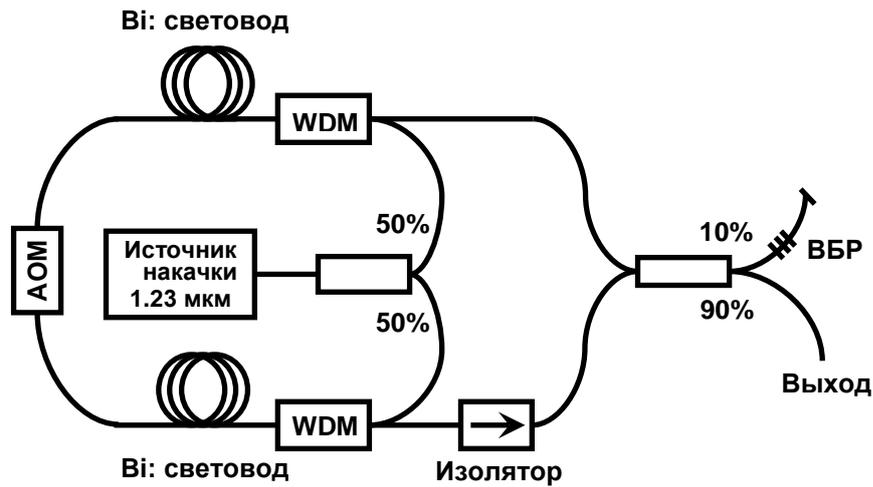


Рисунок 5.1 – Экспериментальная схема лазера с активной модуляцией добротности

Также в схему был встроен оптический изолятор для обеспечения однонаправленной работы импульсного генератора и выходной ответвитель с делением по мощности 90/10. Последний, помимо вывода внутрирезонаторной мощности, обеспечивал обратную связь в лазерной схеме. Для этого на конце 10% канала помещалась ВБР с шириной полосы $\sim 1-2$ нм и коэффициентом отражения $\sim 99\%$. Путем выбора рабочей длины волны ВБР контролировалось спектральное положение пика лазерной генерации. Коэффициент деления выходного ответвителя выбирался исходя из следующих двух условий. С одной стороны, величина сигнала обратной связи должна была быть достаточной для эффективного формирования импульса (за 3-5 проходов резонатора), а с другой стороны энергия и мощность сигнала на входе должна была быть такой, чтобы не допустить появления стоксовой компоненты ВКР в резонаторе, так, например, при 25% обратной связи наблюдалась устойчивая перекачка энергии в первую стоксову компоненту.

Отдельное внимание следует уделить описанию активной среды резонатора. В силу небольшого абсолютного значения погонного коэффициента усиления в фосфоросиликатных световодах с висмутом ($\sim 0,17$ дБ/м в регулярных образцах и $\sim 0,32$ дБ/м в рекордном), для обеспечения усиления достаточного для эффективной работы лазера требовалось использовать ~ 250 метров активного волокна. Эксперименты с использованием цельного отрезка висмутового

световода такой длины показали сильное влияние УСЭ на инверсную населенность в активной среде. Фактически, лазер переходил в режим непрерывной генерации на одном проходе резонатора даже при закрытом затворе АОМ. Для частичного подавления УСЭ активная среда делилась на две примерно равные по коэффициенту усиления слабого сигнала части, а между ними помещался оптический затвор (см. рисунок 5.1). Благодаря этому, для УСЭ длина активного световода сокращалась вдвое, что способствовало значительному уменьшению мощности спонтанной эмиссии.

Сокращение большой длины резонатора является одной из основных задач, требующих решения при разработке импульсных источников на световодах, легированных висмутом. Поэтому в рамках данного раздела было исследовано поведение лазера в случае использования разных активных висмутовых световодов отличающихся коэффициентом усиления, ненасыщаемыми потерями и длиной.

Таблица 5.1 – Характеристики активных световодов

| Параметр | Световод #1 | Световод #2 | Световод #3 |
|--|-------------|-------------|-------------|
| Диаметр сердцевины, мкм | 6,5 | 7,0 | 7,0 |
| $\Delta n, 10^{-3}$ | 5,36 | 5,15 | 5,14 |
| Поглощение на 1,23 мкм, дБ/м | 0,48 | 0,30 | 0,84 |
| Ненасыщаемые потери на 1,23 мкм, дБ/м | 0,056 | 0,032 | 0,156 |
| Ненасыщаемые потери на 1,33 мкм, дБ/м | 0,025 | 0,014 | 0,071 |
| Усиление слабого сигнала на 1,32 мкм, дБ/м | 0,156 | 0,1 | 0,2 |
| Длина отрезка после АОМ, м | 120 | 194 | 90 |

В итоге, было отобрано три образца световодов. Характеристики исследуемых волокон представлены в таблице 5.1. Соответствующие спектры поглощения слабого сигнала показаны на рисунке 5.2. При этом следует отметить, что на формирование импульса, его длительность и энергию на выходе, преимущественно влияет отрезок активного световода расположенный после АОМ, в силу того, что та часть висмутового световода, что находится в начале усиливающего сегмента резонатора, фактически, играет роль усилителя слабого сигнала. Поэтому, без потери общности картины, в нашем исследовании мы

ограничились использованием разных образцов световодов только после АОМ, световод до модулятора был один и тот же и представлял собой 120 метровый отрезок висмутового световода #1 (соответственно, для обозначения состава световодов, образующих лазерную среду, будем использовать следующее обозначение: #1, #2 и #3, где число показывает световод после АОМ). Также, для чистоты эксперимента суммарное усиление слабого сигнала в резонаторе лазера подбиралось примерно одинаковым для всех вариантов лазерных схем (соответствующие длины отражены в таблице 5.1).

В целом, за исключением энергетических и мощностных характеристик, работа лазера при использовании световодов #1-#3 отличалась незначительно, поэтому без потери общности, разберем режим генерации данного лазера на примере резонатора с световодом #1 как до, так и после АОМ.

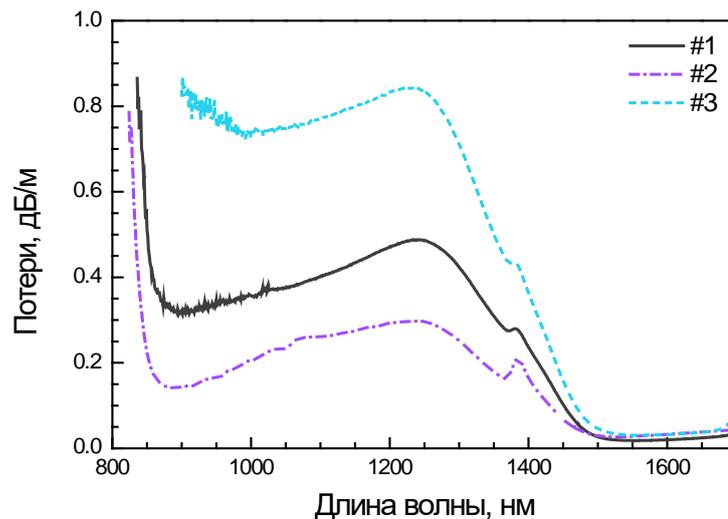


Рисунок 5.2 – Спектры поглощения исследуемых висмутовых активных световодов.

5.1.2 Экспериментальные результаты

На рисунке 5.3 представлены осциллограммы импульсного сигнала при разных значениях мощности накачки. Длина волны ВБР составляла ~ 1330 нм, при этом частота модуляции АОМ была равна 500 Гц. Черной линией на данном рисунке показан управляющий сигнал АОМ. Модулятор открывался в момент времени равный нулю и был открыт в течение 15 мкс. Как видно из формы

осциллограмм, данного времени было достаточно для формирования гигантского импульса при условии, что мощность накачки превышала 0,4 Вт.

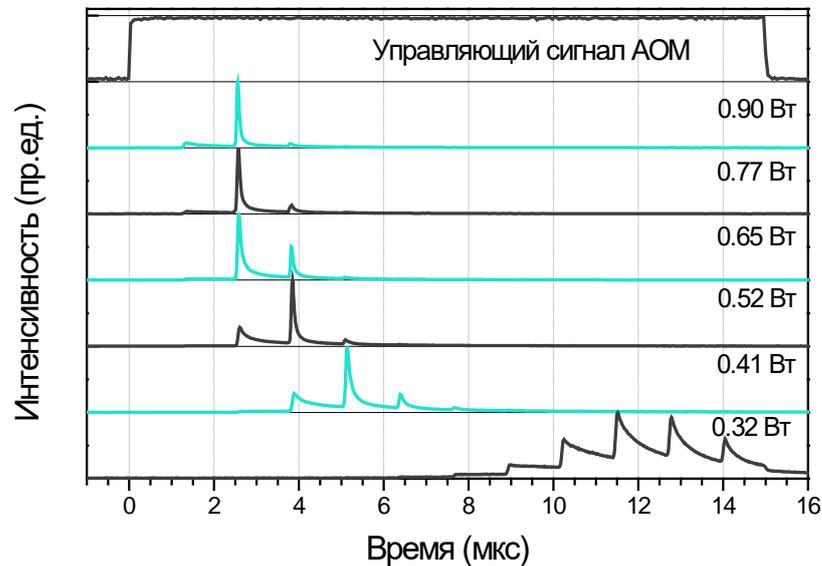


Рисунок 5.3 – Осциллограммы импульсного сигнала при различной величине мощности накачки.

Также следует отметить специфическую форму огибающей импульса, имеющей многопиковую структуру, причем каждый последующий пик удален от предыдущего на отрезок времени равный периоду обхода резонатора световым пучком. Данная особенность наблюдается в том случае, если период обхода резонатора превышает длительность импульса (здесь под длительностью понимается время всей многопиковой структуры как целого, наиболее наглядно видно на осциллограмме при мощности накачки 0,32 Вт) [151] и падением инверсной населенности в лазерной среде. Последнее, в частности, ответственно за формирование заднего фронта каждого из пиков. Если же инверсная населенность слабо меняется за время обхода световым пучком резонатора, то осциллограмма имеет ступенчатую структуру. Длительность самого высокого пика также определяется мощностью накачки. Чем выше мощность накачки, тем быстрее время формирования импульса, и, соответственно, короче длительность. Следует отметить, что подстройкой мощности накачки можно добиться режима лазера, когда интенсивность основного пика на порядок превышает амплитуду остальных пиков. В этом случае логично рассматривать в качестве длительности

импульса соответствующую характеристику пика максимальной интенсивности, пренебрегая оставшимся. В соответствии с вышесказанным, наименьшая длительность импульса ~ 80 нс наблюдается при мощности накачки 0,9 Вт. Дальнейшее повышение мощности слабо сказывалось на изменении длительности.

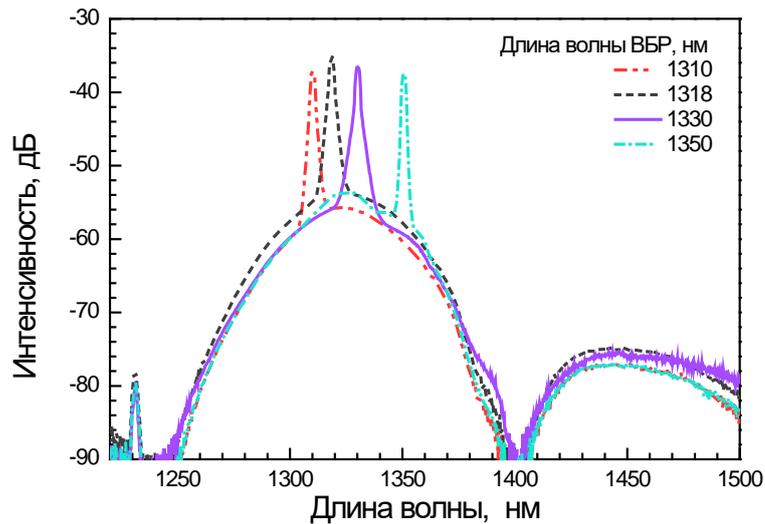


Рисунок 5.4 – Спектры импульсной генерации на разных длинах волн в диапазоне 1310-1350 нм.

Далее рассмотрим спектральную форму сигнала, при генерации на разных длинах волн. На рисунке 5.4 представлены спектры импульсного сигнала в диапазоне 1220-1500 нм при накачке мощностью 900 мВт и частоте повторения 500 Гц. Пик на 1230 нм соответствует источнику накачки активной среды. Минимум на длине волны 1400 нм обусловлен спецификой функции пропускания спектрально-селективного мультиплексора, использованного для накачки активного световода. Несмотря на то, что длина резонатора превышала 240 метров, перекачки сигнала за счет ВКР не наблюдалось. Однако во всех представленных спектральных линиях присутствует уширение. Причем степень уширения имеет явную спектральную зависимость. Данный результат может быть обусловлен влиянием двух факторов, первое – различные значения энергии импульса для каждого отдельного случая (см. рисунок 5.5), и второе – степень близости линии генерации к длине волны нулевой дисперсии в

фосфоросиликатных световодах с висмутом (1330 нм, см. рисунок 4.35). Последнее указывает на участие нелинейных процессов в данном спектральном уширении. Наиболее очевидными причинами наблюдаемого эффекта можно назвать четырехволновое смешение и фазовую самомодуляцию (ФСМ). Кроме того, как видно из графиков, узкая линия лазерного излучения находится на широком пьедестале непрерывного излучения усиленной спонтанной люминесценции из выходного каскада лазера.

Рисунок 5.5 представляет семейство кривых зависимости энергии в импульсе на выходе из лазера от мощности накачки в случае генерации на том же наборе длин волн. Следует обратить внимание, что все линии показывают схожее поведение. С увеличением мощности наблюдается отчетливое насыщение энергии импульса, при этом так же, как и в случае ширины спектра, максимальная достигаемая энергия зависит от длины волны генерации. Впрочем, в данном случае такой характер зависимостей обусловлен максимумом усиления в фосфоросиликатных световодах с висмутом (см. рисунок 3.2). Удобно представить максимальные значения энергии, достижимые в лазерной схеме при фиксированном уровне мощности накачки, как функцию длины волны генерации (рисунок 5.6). На рисунке также изображена зависимость длительности импульса от длины волны.

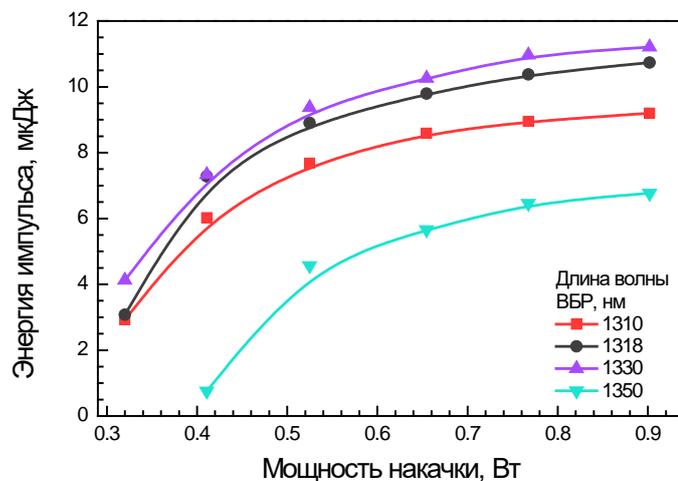


Рисунок 5.5 – Зависимость энергии в импульсе от мощности накачки активной среды для различных длин волн лазерной генерации.

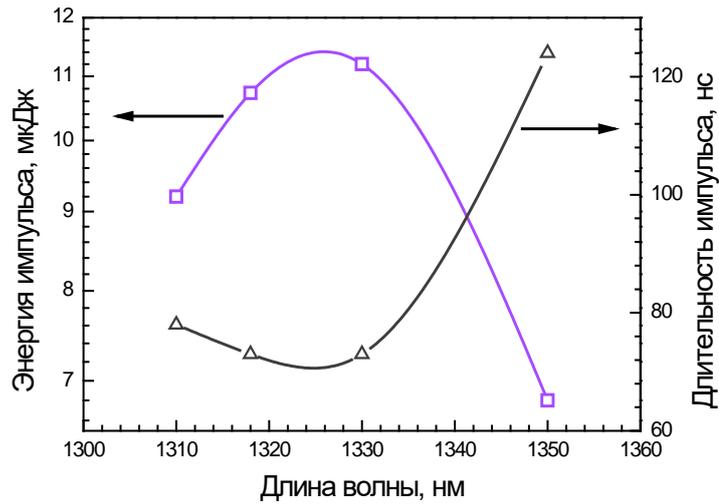


Рисунок 5.6 – Энергия и длительность импульса на выходе из лазера как функция длины волны.

Теперь разберем особенности работы лазера при различных частотах АОМ для всех трех типов активных световодов #1-#3. В эксперименте ограничимся диапазоном частот 500-10000 Гц. Нижняя граница диапазона обусловлена тем, что при меньших значениях частот параметры генерируемых импульсов будут меняться слабо в силу того, что за промежуток времени между открытиями затвора инверсная населенность в активном световоде будет полностью восстанавливаться (время жизни ВАЦ в фосфоросиликатной матрице составляет ~700 мкс). В свою очередь верхняя граница определялась исходя из того, что, при частотах выше 10 кГц и при максимальной доступной мощности накачки, энергия импульсов начинала снижаться за счет того, что уровня подводимой накачки становилось недостаточно для восстановления предельного уровня инверсной населенности в период между импульсами. Как и в предыдущем случае, модулятор был в открытом состоянии в течение 15 мкс за период. На рисунке 5.7 представлены зависимости выходной энергии в импульсе в зависимости от мощности накачки и семейства спектральных линий сигнала при разных мощностях накачки для активных сред #1, #2, #3. Все результаты были получены при использовании ВБР на 1330 нм. Если рассмотреть зависимости энергии в импульсе от мощности накачки на рисунках 5.7(а,в,д), то можно отметить следующие особенности, характерные для всех представленных кривых. Так, к

примеру, при частотах модулятора ниже 2 кГц кривые практически идентичны. Такое поведение можно объяснить аналогично аргументу, приведенному касательно отсутствия в эксперименте частот АОМ ниже 500 Гц. То есть, вероятнее всего, времени между двумя соседними импульсами (500 мкс для 2 кГц) достаточно для того чтобы полностью восстановить инверсию в лазерной среде. Помимо этого, во всех представленных зависимостях наблюдается насыщение энергии при больших значениях мощности накачки. Причем, если поведение выходной энергии в резонаторах #1 и #3 имеет схожий характер – плавный выход на уровень насыщения, то в графике для световода #2 присутствует отчетливый локальный максимум, который смещается в сторону больших мощностей накачки при повышении частоты АОМ. Измерение аналогичной характеристики в случае использования ВБР на 1310, 1318 и 1350 нм показало, что данный максимум присутствует только на двух длинах волн: 1330 и 1318 нм, а на остальных отсутствует. Более того, на длине волны 1318 нм экстремум значительно менее выражен. Мы полагаем, что данная особенность обусловлена влиянием нелинейных эффектов таких, как четырехволновое смешение и ФСМ. В свою очередь, их большее проявление на длинах волн 1318 и 1330 нм связано с близостью точки нулевой дисперсии в фосфоросиликатных световодах с висмутом к 1330 нм (см. рисунок 4.35). Этим, в частности, объясняется разница в интенсивности максимумов на указанных длинах волн.

Еще одна особенность, на которую следует обратить внимание – это значение мощности накачки, при которой наступает насыщение энергии импульса. Из рисунков 5.7(а,в,д) видно, что максимум энергии в резонаторах #1 и #3 наблюдается при 1.6 Вт, тогда как для #2 это величина равна ~0,8 Вт (значения приведены для частот АОМ ниже 2 кГц). Данное различие обусловлено присутствием ненасыщаемых потерь в активном световоде. Очевидно, что чем более эффективный световод мы используем (с меньшими ненасыщаемыми потерями), тем выше инверсная населенность в среде, при условии неизменного уровня накачки, и, соответственно, меньшая мощность необходима для достижения одного и того же уровня инверсии. Абсолютное значение энергии

импульса на выходе из лазера также зависит от величины ненасыщаемых потерь. Фактически, импульс перестает усиливаться тогда, когда прирост энергии импульса за счет распространения в активной среде становится равным потерям в той же самой среде из-за ненасыщаемых потерь.

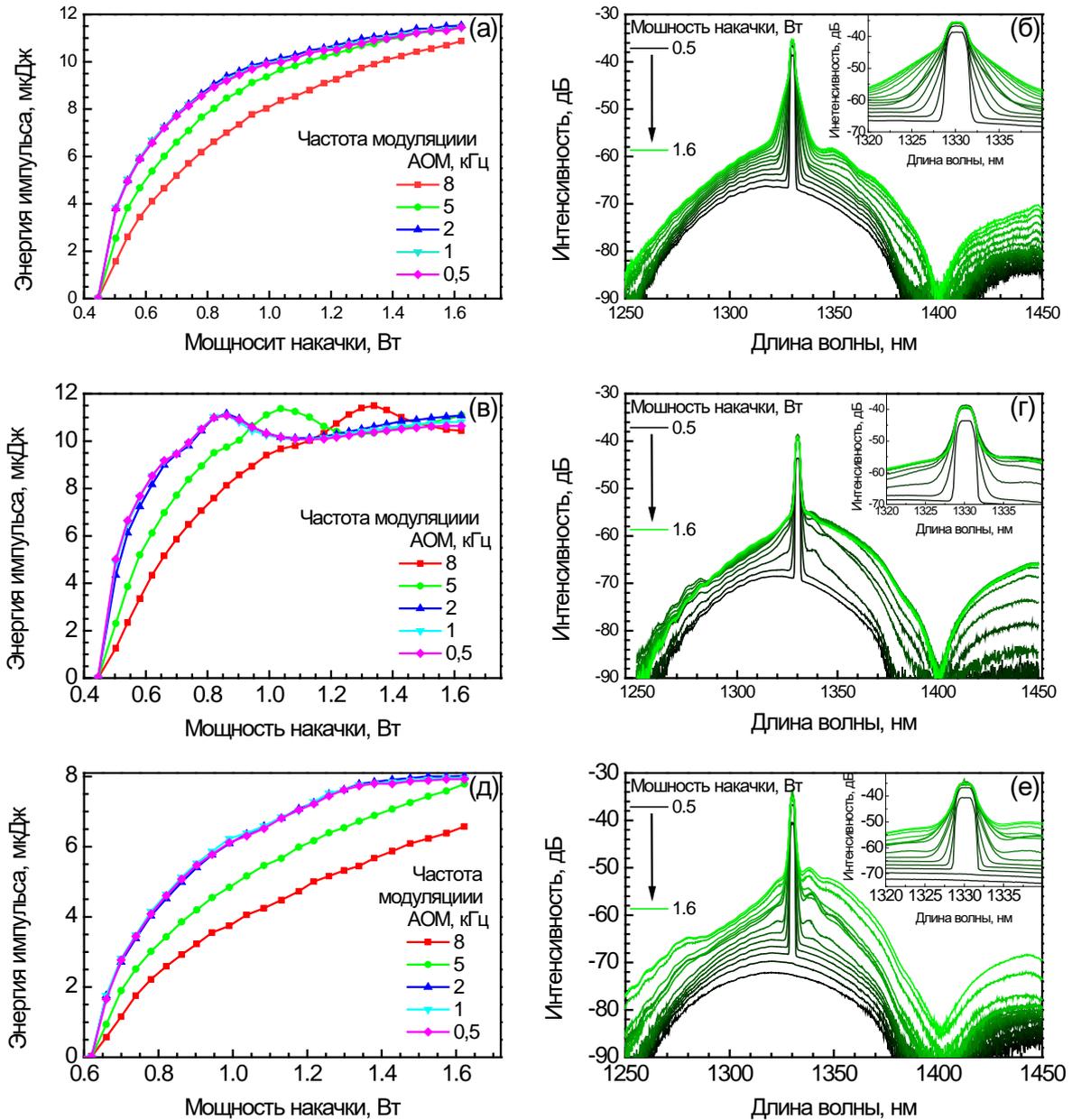


Рисунок 5.7 – Энергия импульса, как функция мощности накачки и семейство спектров выходного сигнала при различных мощностях накачки и частоте повторения 1 кГц для активных сред #1 (а,б), #2 (в,г) и #3 (д,е).

Далее рассмотрим спектры выходного сигнала для разных конфигураций активной среды, представленные на рисунках 5.7(б,г,е) в случае частоты АОМ 1 кГц. В рамках каждой отдельной серии спектров наблюдается уширение с повышением мощности накачки. Также стоит отметить, что спектры на рисунках

5.7(в,д) имеют провал слева от пика генерации, глубина которого зависит от частоты АОМ. Как и в случае максимума на графике 5.7(в), провал тем сильнее, чем ближе длина волны импульсного сигнала к 1330 нм. Предположительно, данный эффект также обусловлен влиянием четырехволнового смешения и близостью точки нулевой дисперсии.

5.2 Оценка концентрации и поперечного распределения ВАЦ в фосфоросиликатных световодах с висмутом

Вопрос по определению концентрации ВАЦ поднимается с момента создания первых световодов, легированных висмутом. Сложность решения данной задачи обусловлена тем, что, с одной стороны, в рабочих образцах висмутовых волокон концентрация висмута составляет $\sim 10^{-2}$ ат. %, что крайне мало для точного измерения концентрации методами рентгеноструктурного анализа и, с другой стороны, как известно, не весь висмут, введенный в матрицу сердцевины, образует ВАЦ. При этом знание концентрации ВАЦ полезно для оценки сечений поглощения в висмутовых световодах, а также в целом, для понимания природы ВАЦ.

На основе экспериментальных данных по работе лазера с модуляцией добротности можно оценить концентрацию ВАЦ в фосфоросиликатной матрице. Вычисление количества ВАЦ в световоде основывается на знании максимальной энергии импульса, которой можно достигнуть в конкретном световоде (следует напомнить, что в нашем случае энергию в импульсе определял световод во второй секции, через который импульс проходил после АОМ, и, соответственно, именно концентрация активных ионов в нем будет вычисляться ниже). Энергия импульса в произвольной точке x активного световода, в случае насыщения усиления определяется следующим уравнением:

$$\frac{dE_p(x)}{dx} = \varepsilon_e - \alpha_u E_p(x), \quad (5.1)$$

где ε_e – экстрагируемая энергия на единицу длины волокна, а α_u – ненасыщаемые потери. Очевидно, что в том случае если энергия импульса достигает

максимального значения, усиление в активном световоде прекращается, это означает, что

$$E_p(x) = E_p^{\max}, \quad (5.2)$$

где E_p^{\max} – максимально достижимая энергия в импульсе (здесь предполагается, что длительность импульса значительно меньше времени жизни ВАЦ в возбужденном состоянии). Учитывая, что в случае достижения максимальной энергии производная, представленная в (5.1), становится равной нулю, получаем:

$$\varepsilon_e = E_p^{\max} \cdot \alpha_u. \quad (5.3)$$

Здесь необходимо учесть, что энергии на выходе из активного световода и на выходе из лазера (показана на рисунках 5.7(а,в,д)) отличаются на величину потерь в оптическом изоляторе и сплавных мультиплексорах, что составляет ~20% (измерено экспериментально). В свою очередь ε_e связана с запасенной энергией на единицу длины световода (ε_s), как

$$\varepsilon_e = \varepsilon_s - \varepsilon_b, \quad (5.4)$$

где ε_b – это запасенная энергия, соответствующая нулевому усилению в световоде (без учета ненасыщаемых потерь). Значения ε_s , ε_b могут быть выражены через величины максимальной инверсии достижимой в активном световоде, в виде $\varepsilon_s = N_{\lambda_p} n_{ave} A_c h\nu$ и $\varepsilon_b = N_{\lambda_s} n_{ave} A_c h\nu$, где N_{λ_p} и N_{λ_s} – значения максимальной инверсии при возбуждении на длине волны накачки ($\lambda_p = 1230$ нм) и сигнала ($\lambda_s = 1330$ нм), $A_c = \pi d^2/4$ – площадь сердцевины, $h\nu$ – энергия фотона на длине волны λ_s , n_{ave} – средняя концентрация ВАЦ-Р. Под n_{ave} следует понимать концентрацию ВАЦ, в предположении равномерного распределения активных центров по сердцевине активного световода. Сравнивая (5.3) и (5.4) с учетом представленных выражений получаем формулу для определения средней концентрации ВАЦ-Р:

$$n_{ave} = \frac{\varepsilon_e}{(N_{\lambda_p} - N_{\lambda_s}) A_c h\nu} = \frac{4E_p^{\max} \cdot \alpha_u}{(N_{\lambda_p} - N_{\lambda_s}) \pi d_c^2 h\nu}. \quad (5.5)$$

Чтобы оценить значения N_{λ_p} и N_{λ_s} необходимо знать значения сечений поглощения и люминесценции ВАЦ-Р. Спектр сечения люминесценции сравнительно просто определить, используя формулу из теории МакКамбера [152,153]:

$$\sigma_e = \frac{\lambda^5}{8\pi c n^2 \tau} \frac{I(\lambda)}{\int_0^\infty \lambda I(\lambda) d\lambda}, \quad (5.6)$$

где λ – длина волны, $I(\lambda)$ – интенсивность спонтанной люминесценции, c – скорость света в вакууме, n – показатель преломления среды (кварцевого стекла), τ – время жизни ВАЦ-Р в первом возбужденном состоянии. Пример спектра спонтанной люминесценции в фосфоросиликатном световоде с висмутом при накачке на длине волны 1230 нм представлен во вставке рисунка 5.8(а). Важно отметить, что форма спектра слабо менялась от световода к световоду упомянутого состава для всех исследуемых в данной работе образцов. При этом так как, вообще говоря, данная люминесценция складывается из совокупного вклада ВАЦ-Р и -Si, для исключения вклада последних, вместо экспериментально измеренной зависимости в (5.6) использовалась аппроксимация гауссианом (см. также вставку рисунка 5.8(а)). Спектр люминесценции ВАЦ-Р, посчитанный по формуле (5.6), для $\tau=720$ мкс, показан на рисунке 5.8(а).

Определение спектра сечения поглощения ВАЦ-Р ($\sigma_a(\lambda)$) представляет собой менее тривиальную задачу. Чтобы определить $\sigma_a(\lambda)$ можно воспользоваться двумя способами, в первом случае достаточно воспользоваться выражением

$$\sigma_a(\lambda) = \frac{\alpha_{\text{ВАЦ-Р}}(\lambda)}{n_{\text{eff}}(\lambda)}, \quad (5.7)$$

где $\alpha_{\text{ВАЦ-Р}}(\lambda)$ – поглощение ВАЦ-Р на длине волны λ , $n_{\text{eff}}(\lambda) = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^\infty E^2(r, \lambda) n(r) r dr / \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^\infty E^2(r, \lambda) r dr$ – эффективная концентрация активных центров в световоде, учитывающая степень перекрытия поля моды и распределения активных центров, $E(r, \lambda)$ – амплитуда поля основной моды

световода, $n(r)$ – распределение ВАЦ-Р по сечению световода. Однако при этом необходимо знать $n_{\text{eff}}(\lambda)$, что фактически является конечной целью данных вычислений, следовательно, данный подход неприменим.

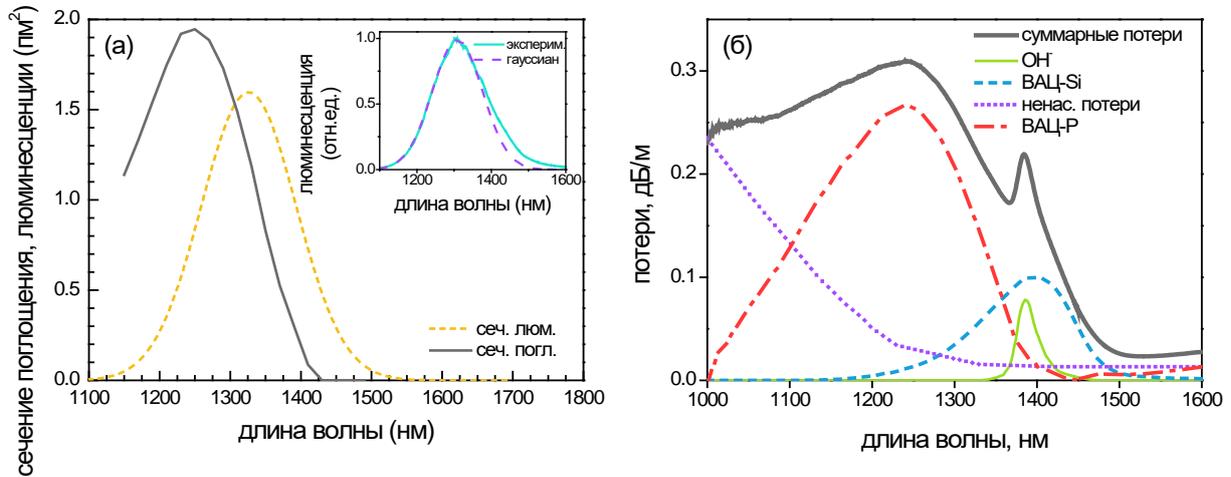


Рисунок 5.8 – Спектры сечений поглощения и люминесценции ВАЦ-Р (а). Спектр спонтанной люминесценции в фосфоросиликатном световоде с висмутом при накачке на 1230 нм и аппроксимация гауссианом (вставка). Разложение спектра поглощения фосфоросиликатного световода по полосам ВАЦ-Р, Si, OH⁻ групп и ненасыщаемых потерь (б).

Второй способ предполагает определение соотношения между пиками сечений поглощения и люминесценции ($\sigma_a^{\text{max}} / \sigma_e^{\text{max}}$) и формы $\sigma_a(\lambda)$ с помощью (5.7), при этом вместо $n_{\text{eff}}(\lambda)$ достаточно знать интеграл перекрытия между фундаментальной модой световода и относительным распределением ВАЦ-Р по сердцевине (метод измерения распределения изложен в следующем разделе). Отдельного внимания заслуживает определение $\alpha_{\text{ВАЦ-Р}}(\lambda)$ в исследуемых световодах. Так как в фосфоросиликатных световодах с висмутом полоса активного поглощения с пиком в районе 1,2 – 1,3 мкм накладывается на спектр ненасыщаемых потерь, на полосу поглощения OH⁻ групп с пиком на 1,385 мкм и на спектр поглощения ВАЦ-Si с максимумом на 1,4 мкм, то для того чтобы получить искомую зависимость будем представлять исходные спектры (рисунок 5.2) в виде суммы перечисленных составляющих. На рисунке 5.8(б) показан пример разложения спектра поглощения световода #2 по данным компонентам. Следует отметить, что представленная форма ВАЦ-Р имеет искажение в области 1,0 – 1,1 мкм, вызванное наличием существенного поглощения из возбужденного

состояния, препятствующего точному измерению ненасыщаемых потерь в указанном диапазоне, поэтому в наших расчётах мы ограничились спектральной областью 1,15 – 1,5 мкм. Предполагая, что интегралы перекрытия на длинах волн λ_p , λ_s одинаковы (согласно распределениям ВАЦ-Р на рисунке 5.11, представленном ниже, различаются на ~5%), отношение $\sigma_a^{\max} / \sigma_e^{\max}$ можно вычислить используя зависимость между $\sigma_a(\lambda)$, $\sigma_e(\lambda)$ и коэффициентом g/α

$$g/\alpha = \frac{\sigma_a(\lambda_p) \cdot \sigma_e(\lambda_s) - \sigma_a(\lambda_s) \cdot \sigma_e(\lambda_p)}{\sigma_a(\lambda_p) (\sigma_e(\lambda_p) + \sigma_a(\lambda_p))}. \quad (5.8)$$

Или в другом виде:

$$g/\alpha = \frac{\sigma_e^n(\lambda_s) - \frac{\sigma_a^n(\lambda_s)}{\sigma_a^n(\lambda_p)} \cdot \sigma_e^n(\lambda_p)}{\left(\sigma_e^n(\lambda_p) + \frac{\sigma_a^{\max}}{\sigma_e^{\max}} \cdot \sigma_a^n(\lambda_p) \right)}, \quad (5.9)$$

где g – коэффициент усиления на λ_s , а α – поглощение ВАЦ-Р на λ_p . Индексом «n» обозначены сечения, нормированные на единицу в максимуме. Удобство использования g/α обусловлено тем, что данная величина легко измеряется экспериментально и составляет ~0,5 для всех исследованных в работе фосфорсиликатных световодов с висмутом. Итак, чтобы определить $\sigma_a^{\max} / \sigma_e^{\max}$, а также $N_{\lambda_p} - N_{\lambda_s}$ построим зависимость g/α , $N_{\lambda_p} - N_{\lambda_s}$ от значений $\sigma_a^{\max} / \sigma_e^{\max}$. Как можно видеть значению $g/\alpha = 0,5$ соответствуют $\sigma_a^{\max} / \sigma_e^{\max} = 0,83$ и $N_{\lambda_p} - N_{\lambda_s} = 0,31$. При расчете разницы инверсий, в качестве N_{λ_p} бралось значение на 5% ниже $\sigma_a(\lambda_p) / (\sigma_a(\lambda_p) + \sigma_e(\lambda_p))$ учитывающее то, что последняя формула соответствует случаю бесконечно большой мощности накачки, что не соответствует эксперименту. Важно отметить, что исходя из рисунка 5.9 значение $N_{\lambda_p} - N_{\lambda_s}$, используемое для вычисления средней концентрации в (5.5), в целом, довольно слабо зависит от $\sigma_a^{\max} / \sigma_e^{\max}$, это означает, что даже в случае большой погрешности в измерении $\sigma_a^{\max} / \sigma_e^{\max}$, рассчитанные по (5.5) значения n_{ave} будут отклоняться от истинных значений менее чем на 20%. Зная $\sigma_a^{\max} / \sigma_e^{\max}$ и форму

$\sigma_a(\lambda)$ можно определить абсолютные значения $\sigma_a(\lambda)$, спектр данной зависимости показан на рисунке 5.8(a).

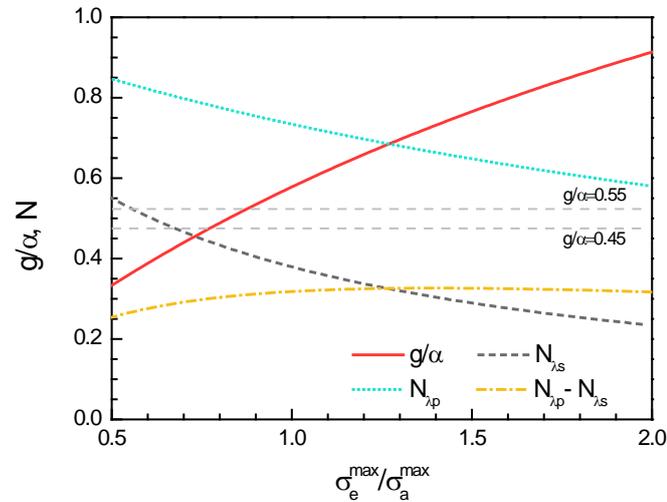


Рисунок 5.9 – Зависимость коэффициентов g/α , N_{λ_p} , N_{λ_s} , $N_{\lambda_p} - N_{\lambda_s}$ от $\sigma_a^{\max} / \sigma_e^{\max}$.

Используя соотношение (5.5) с учетом $N_{\lambda_p} - N_{\lambda_s} = 0,31$ были рассчитаны значения концентраций ВАЦ в образцах, указанных в таблице 5.1. Таким образом, учитывая, что в световодах #1-#3 максимальная достигнутая энергия (на выходе из активного световода, т.е. до изолятора и разветвителя) равнялась 13,8, 13,8 и 9,6 мкДж соответственно, средняя концентрация ВАЦ в волокне #1 составила $\sim 6,0 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, #2 – $2,9 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, #3 – $\sim 8,9 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$.

5.2.1 Определение радиального распределения ВАЦ по сечению световода

Выше была определена средняя концентрация ВАЦ по сечению световода. Ниже мы приводим методику, которая позволяет определить распределение ВАЦ по сечению заготовки, которое с учетом известного профиля разницы показателей преломления между сердцевиной и оболочкой и длины волны отсечки в вытянутом из нее волокне может быть перенесено на световод, в предположении, что при вытяжке световодов радиальное распределение ВАЦ не меняется.

Радиальное распределение ВАЦ в световоде, $n(r)$, можно определить, измерив интенсивность люминесценции в образце висмутовой заготовки, $I(r)$. При этом следует положить, что распределения ВАЦ в заготовке и в световоде идентичны, или, по крайней мере, что вытяжка световода не меняет

относительного распределения ВАЦ по радиусу. Данное утверждение сделано в предположении, что при вытяжке световода, в силу малого поперечного размера, вся сердцевина активного волокна подвержена примерно одинаковым условиям с точки зрения нагрева, остывания и натяжения. Также будем предполагать, что радиальное распределение ВАЦ пропорционально аналогичной зависимости интенсивности люминесценции активных центров, т.е. $n(r) \sim I(r)$. Подобные измерения были проделаны для висмутовых световодов, изготовленных по иным технологиям и с другим составом стекла сердцевины в [154,155,156].

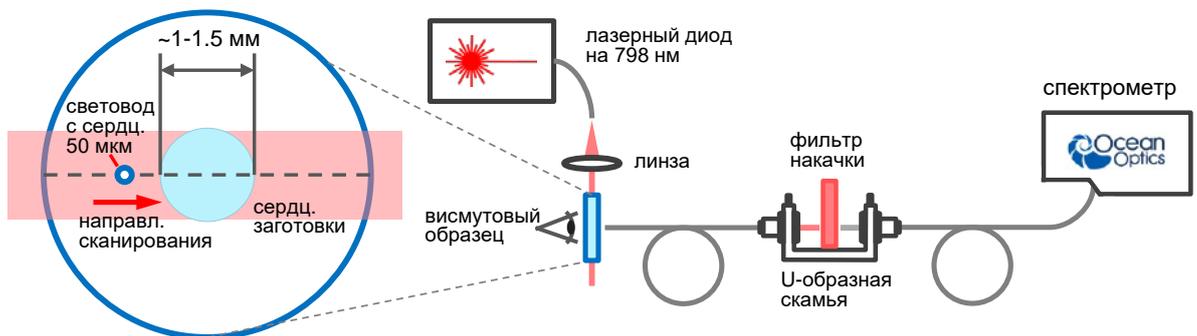


Рисунок 5.10 – Экспериментальная схема измерения люминесценции в поперечном сечении заготовок волоконных световодов.

Схема эксперимента показана на рисунке 5.1. Коллимированный пучок лазерного излучения на длине волны 798 нм падал на боковую поверхность образца висмутовой заготовки, представляющего собой тонкую цилиндрическую пластину толщиной ~300 мкм с отполированными торцами. Диаметр сердцевины заготовок составлял ~1-1,5 мм. Люминесценция образца собиралась с помощью световода диаметром 50 мкм с числовой апертурой $NA=0,22$, который перемещался вдоль отполированной поверхности с помощью координатного столика ThorLabs NanoMax 300. Собранный световодом сигнал пропускался через U-образную скамью с фильтром, поглощающим излучение накачки, и затем попадал на вход спектрометра Ocean Optics NIRQuest. Исходя из геометрии образца и параметров приемного световода, примерное разрешение метода ~100 мкм. Измерение интенсивности люминесценции на длинах волн характерных для того или иного ВАЦ позволяет определить относительное распределение активных центров в висмутовой заготовке, и, соответственно, в соответствии с

вышеперечисленными предположениями, висмутовых световодах. Используя выражение

$$n_{\text{ave}} \cdot \frac{\pi d_c^2}{4} = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^\infty n(r) r dr \quad (5.10)$$

и полученные ранее значения n_{ave} можно восстановить абсолютные значения концентраций ВАЦ. В эксперименте требовалось измерить интенсивность люминесценции ВАЦ, ассоциированных с фосфором. Так как при накачке на 798 нм возбуждаются не только ВАЦ-Р, но и активные центры, связанные с кремнием (ВАЦ-Si), небольшое количество которых присутствовало в исследуемых образцах, в качестве зависимости $I(r)$ брался уровень люминесценции на 1280 нм. Выбор данной длины волны был обусловлен тем, что она с одной стороны достаточно удалена от пика люминесценции ВАЦ-Si (~1430 нм), а с другой стороны все еще близка к пику люминесценции ВАЦ-Р (~1320 нм), что необходимо для получения интенсивности достаточной для достоверного измерения. На рисунке 5.11 представлены измеренные профили распределения ВАЦ с восстановленными с помощью (5.6) абсолютными значениями концентрации для световодов #1-#3 (см. таблицу 5.1), использованных ранее в схеме лазера с модуляцией добротности. На рисунке также представлены соответствующие профили поля фундаментальной моды и разницы показателей преломления между сердцевиной и оболочкой (Δn).

Из представленных зависимостей видно, что края распределения ВАЦ и сердцевины световода достаточно хорошо совпадают. Хотя, есть незначительная часть кривой ВАЦ, которая выходит за границы сердцевины. Это может быть обусловлено с одной стороны диффузией висмута в оболочку световода, или же пределом точности измерений. Стоит отметить, что для всех исследованных волокон характерен минимум концентрации ВАЦ в центре световода и максимум ближе к границе между сердцевиной и оболочкой. При этом, учитывая, что Δn в первую очередь обусловлен наличием фосфора, легко видеть, что распределение фосфора и ВАЦ-Р не имеют полного соответствия. Исходя из приведенных

данных, можно также рассчитать интегралы перекрытия между полем фундаментальной моды и ВАЦ для каждого из световодов (Рисунок 5.12).

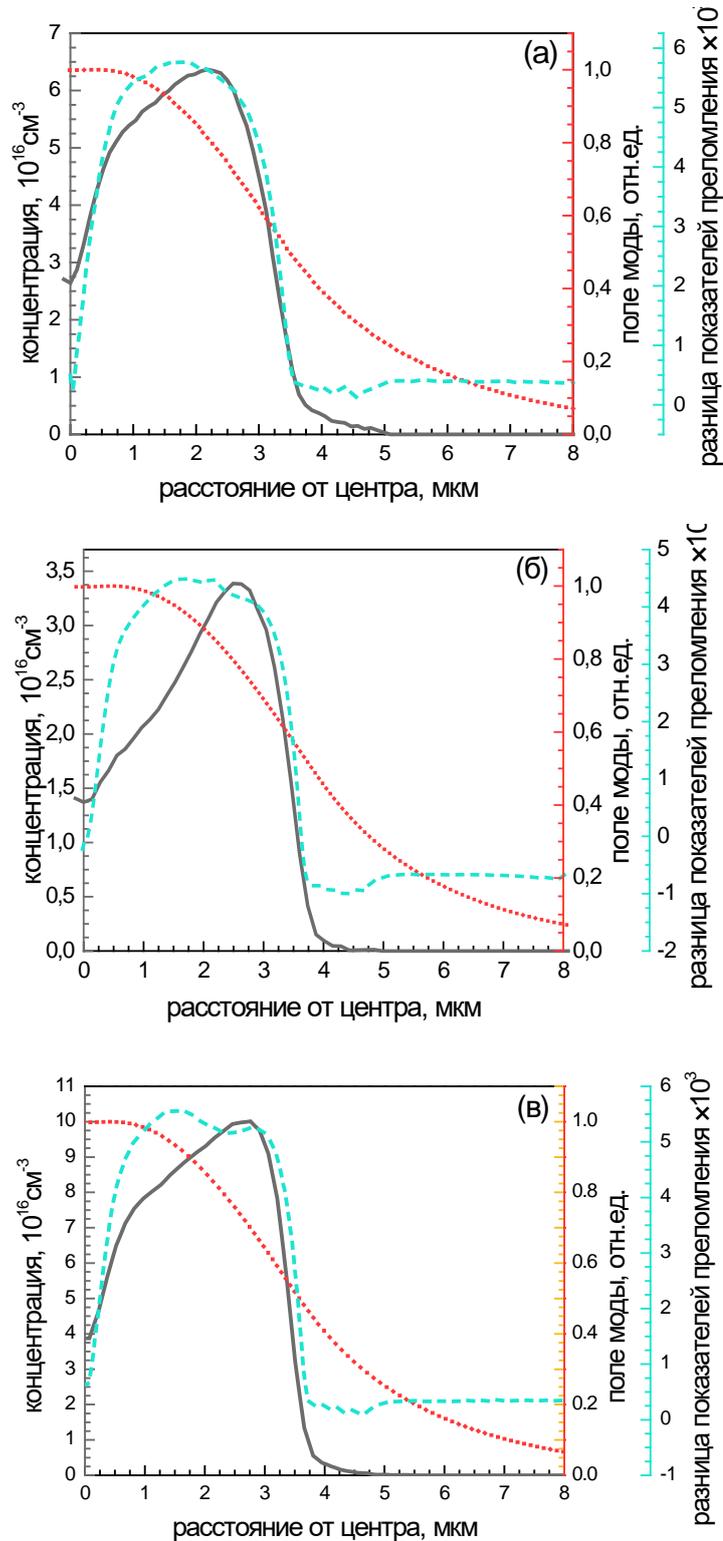


Рисунок 5.11 – Радиальное распределение ВАЦ (сплошная линия), поле фундаментальной моды на длине волны 1330 нм (точки) и профиль разницы показателей преломления (пунктир) для фосфоросиликатных световодов с висмутом: #1 – а; #2 – б; #3 – в.

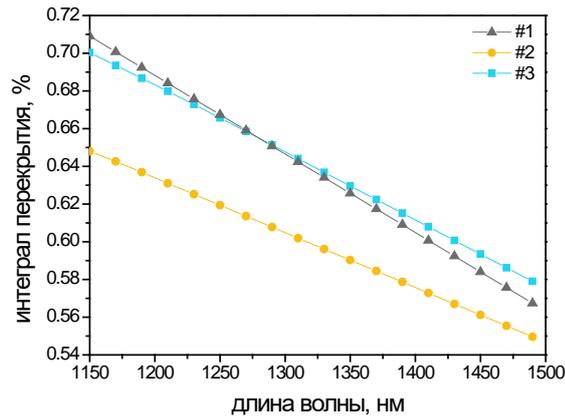


Рисунок 5.12 – Зависимость интеграла перекрытия между основной модой и ВАЦ-Р от длины волны в световодах #1-3.

5.2.2 Определение сечений поглощения ВАЦ-Р

На основе данных по распределению активных центров по сечению световода, полям мод и спектрам поглощения ВАЦ ($\alpha_{\text{ВАЦ}}(\lambda)$) можно определить зависимость сечения поглощения от длины волны ($\sigma_a(\lambda)$), используя зависимость (5.5) без дополнительного вычисления отношения $\sigma_a^{\text{max}} / \sigma_e^{\text{max}}$. Сопоставляя все представленные данные, получаем зависимости сечений поглощения в световодах #1-3 от длины волны (рисунок 5.13).

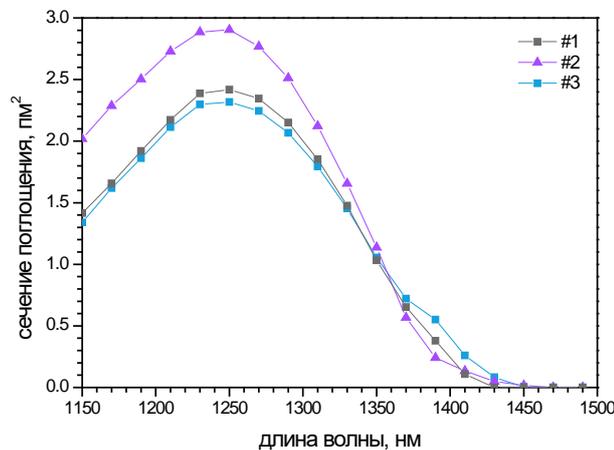


Рисунок 5.13 – Спектры сечений поглощения ВАЦ-Р в фосфоросиликатных световодах с висмутом.

Как можно видеть, рассчитанные значения сечений имеют схожую форму, а их абсолютные значения отличаются не более чем на $\pm 25\%$. Так как в целом оптические свойства ВАЦ-Р для всех представленных световодов имеют схожий характер, логично ожидать, что абсолютные значения сечений также должны быть одинаковы или близки друг к другу, как видно, для световодов #1 и #3 это

условие выполняется, значения сечений для световода #2 больше для тех же длин волн. Данное различие можно объяснить неточностью определения предельной энергии в импульсе, для световода #2 с низкой величиной активного поглощения. В силу того, что для точного измерения указанной энергии вероятнее всего требовалась длина активного световода больше, чем та, что использовалась в эксперименте (190 метров). Однако следует отметить, что дальнейшее увеличение длины активного световода ведет к росту влияния нелинейных эффектов, таких как ВКР и четырехволновое смешение, которые также препятствуют точному измерению предельной энергии и, как следствие, концентрации. Таким образом, для световода #2 значение концентрации ВАЦ-Р скорее всего является заниженным, а сечений, в силу обратной зависимости от концентрации – завышенным.

Значения сечений поглощения ВАЦ-Р можно сравнить с аналогичными сечениями, полученными ранее и представленными на рисунке 5.8. Примечательно, что сечения, полученные двумя разными методами имеют близкие значения в пике $2,1 \pm 0.3 \text{ пм}^2$, если не принимать в расчет спектр для образца #2.

Выводы к главе 5

1. Разработана и исследована схема кольцевого лазера на висмутовом фосфоросиликатном световоде и активной модуляцией добротности с помощью акустооптического модулятора. Изучено влияние ненасыщаемых потерь в активном световоде на работу импульсного лазера, в том числе определены максимальные значения энергии, достижимые в имеющейся серии фосфоросиликатных световодов. Показано, что механизмом ограничения энергии в импульсе выступает баланс между экстрагируемой энергией и ненасыщаемыми потерями.

2. Получена генерация импульсов длительностью ~ 80 нс и энергией ~ 11 мкДж в диапазоне 1310-1350 нм. Показано, что энергия в импульсе и форма спектра сигнала существенно зависят от длины волны генерации.

3. Определена концентрация ВАЦ в световодах с различным уровнем ненасыщаемых потерь и содержанием висмута. Измерено относительное радиальное распределение ВАЦ, ассоциированных с фосфором, в заготовках висмутовых световодов. На основании полученных данных определено абсолютное распределение концентрации по сечению сердцевины световода и спектры сечений поглощения ВАЦ-Р.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В диссертационной работе исследовались оптические свойства активных волоконных световодов, легированных висмутом, а также импульсные режимы лазеров на их основе. В результате проведенной работы были получены следующие основные результаты:

1. Проведена оптимизация концентрации висмута в фосфоросиликатных световодах, для дальнейшего применения в качестве активной среды импульсных лазеров с синхронизацией мод и модуляцией добротности. Получены световоды с максимальным, известным на данный момент, коэффициентом усиления 0,32 дБ/м.
2. Разработаны лазеры на основе фосфоросиликатного висмутового световода с использованием активного и пассивного нелинейного кольцевого зеркала (NALM, NOLM). Проведенный анализ и оптимизация схем позволили получить импульсную генерацию в области 1,3 мкм со средней мощностью до 6 мВт, выходной энергией в импульсе $\sim 1,7$ нДж и длительностью ~ 11 пс. С помощью висмутового волоконного усилителя средняя мощность излучения была увеличена до ~ 30 мВт, а энергия в импульсе до $\sim 8,5$ нДж. Использование решеточного компрессора позволило сжать усиленные импульсы до длительности ~ 670 фс.
3. Разработан лазер на высокогерманатном световоде с висмутом с пассивной синхронизацией мод на нелинейном усиливающем кольцевом зеркале, генерирующий в области 1,7 мкм. Оптимизация параметров лазерной схемы позволила получить стабильную генерацию УКИ длительностью 17,7 пс с энергией в импульсе 84 пДж. С помощью усилителя на подобном световоде энергия в импульсе была увеличена до 5,7 нДж.
4. Проведено моделирование висмутового лазера на 1,7 мкм на нелинейном кольцевом зеркале с использованием нелинейного уравнения Шредингера и сплит-степ Фурье (SSF)-метода. В рамках моделирования были проведены расчеты, позволяющие изучить формирование и распространение импульсов в

резонаторе. Сравнение расчетных данных с экспериментом показало хорошее совпадение полученных результатов.

5. Разработана и исследована схема кольцевого лазера на фосфоросиликатном световоде с висмутом и пассивной синхронизацией мод с помощью насыщаемого поглотителя на основе одностенных углеродных нанотрубок. В представленной лазерной схеме получена стабильная самостартующая импульсная генерация диссипативных солитонов длительностью 7,8 пс и энергией 110 пДж.

6. Разработан кольцевой лазер на фосфоросиликатном висмутовом световоде с активной модуляцией добротности с помощью акустооптического модулятора (АОМ). С помощью набора волоконных брегговских решеток, была последовательно реализована генерация на нескольких длинах волн в диапазоне 1310-1350 нм. Энергия импульсов на выходе достигала ~11 мкДж, а длительность ~80 нс. Проведено исследование влияния ненасыщаемых потерь в активном световоде на параметры импульсного сигнала на выходе из лазера. Показано, что ограничение энергии импульса достигается из-за баланса уровня экстрагируемой на единицу длины энергии и уровня ненасыщаемых потерь. На основании этого факта были определены абсолютные значения средней концентрации ВАЦ-Р в сердцевине световодов. Используя данные о средней концентрации и относительное радиальное распределение ВАЦ-Р, измеренное спектральным методом, определен спектр сечения поглощения ВАЦ-Р. Абсолютное значение сечения поглощения в пике линии на 1250 нм составило ~2,35 пм^2 .

ЛИТЕРАТУРА

- 1 Snitzer E. Optical maser action of Nd^{+3} in a barium crown glass // *Phys. Rev. Lett.* – 1961. – Vol. 7. – Issue 12. – P. 444.
- 2 IPG Photonics: Fiber Laser Sources & Solutions: [сайт]. URL: <https://www.ipgphotonics.com/ru>
- 3 NKT Photonics: [сайт]. URL: <https://www.nktphotonics.com/>
- 4 Ломонов В. А. Исследование синтеза и свойств кристаллов со структурой силленита и эвлитина // Диссертация, кандидат хим. наук: М. – 1981. – С. 181.
- 5 Фирстова Е. Г. Оптические свойства волоконных световодов с сердцевиной из стеклообразных SiO_2 и GeO_2 , легированных висмутом // Диссертация, кандидат физ.-мат. наук: – 2015. – С.28.
- 6 Murata K., Fujimoto Y., Kanabe T., Fujita H., Nakatsuka M. Bi-doped SiO_2 as a new laser material for an intense laser // *Fusion Engineering and Design*. 1999. Vol. 44. P. 437–439.
- 7 Fujimoto Y. and Nakatsuka M. Infrared luminescence from bismuth-doped silica glass // *Japanese J. of Appl. Phys.* – 2001. – 40. – P. L279.
- 8 Dianov E. M. Bismuth-doped optical fibers: a challenging active medium for near-IR lasers and optical amplifiers // *Light Sci. Appl.* – 2012. – Vol. 1. – Issue 5. – P. e12.
- 9 Peng M. Qiu J., Chen D., Meng X., Yang I., Jiang X., and Zhu C. Bismuth-and aluminum-codoped germanium oxide glasses for super-broadband optical amplification // *Opt. Lett.* – 2004. – Vol. 29. – Issue 17. – P. 1998-2000.
- 10 Peng M., Meng X., Qiu J., Zhao Q., and Zhu C. GeO_2 : Bi, M (M= Ga, B) glasses with super-wide infrared luminescence // *Chem. Phys. Lett.* – 2005. – Vol. 403. – Issue 4-6. – P. 410-414.
- 11 Peng M, Qiu J., Zhen D., Meng X., and Zhu C. Superbroadband 1310 nm emission from bismuth and tantalum codoped germanium oxide glasses // *Opt. Lett.* – 2005. – Vol. 30. – Issue 18. – P. 2433-2435.

- 12 Ren J., Qiu J., Wu B., and Chen D. Ultrabroad infrared luminescences from Bi-doped alkaline earth metal germanate glasses // *J. Mater. Res.* – 2007. – Vol. 22. – Issue 6. – P. 1574-1578.
- 13 Meng X., Qiu J., Peng M., Chen D., Zhao Q., Jiang X., and Zhu C. Near infrared broadband emission of bismuth-doped aluminophosphate glass // *Opt. Express.* – 2005. – Vol. 13. – Issue 5. – P. 1628-1634.
- 14 Suzuki T., Ohishi Y. Ultrabroadband near-infrared emission from Bi-doped $\text{Li}_2\text{O}-\text{Al}_2\text{O}_3-\text{SiO}_2$ glass // *Appl. Phys. Lett.* – 2006. – Vol. 88. – Issue 19. – P. 191912.
- 15 Denker B., Galagan B., Osiko V., Sverchkov S., and Dianov E. Luminescent properties of Bi-doped boro-alumino-phosphate glasses // *Appl. Phys. B.* – 2007. – Vol. 87. – Issue 1. – P. 135-137.
- 16 Guan M., Wang X., Zhuang Y., Lin G., Xie J., Smedskjr M. M., Qiu J. Abnormal luminescence behavior in Bi-doped borosilicate glasses // *J. Electrochem. Soc.* – 2011. – Vol.158. – Issue 7. – P.G151.
- 17 Denker B. I., Galagan B. I., Osiko V. V., Shulman I. L., Sverchkov S. E., Dianov E. M. Factors affecting the formation of near infrared-emitting optical centers in Bi-doped glasses // *Appl. Phys. B.* – 2010. – 98. – P.455.
- 18 Denker B. I., Galagan B. I., Shulman I. L., Sverchkov S. E., Dianov E. M. Bismuth valence states and emission centers in Mg-Al-silicate glass // *Appl. Phys. B.* – 2011. – Vol.103. – Issue 3. – P.681.
- 19 Fujimoto Y., Nakatsuka M. Optical amplification in bismuth-doped silica glass // *Appl. Phys. Lett.* – 2003. – Vol. 82. – Issue 19. – P. 3325-3326.
- 20 Dianov E. M. Bi-doped glass optical fibers: Is it a new breakthrough in laser materials? // *J. Non-Cryst. Solids.* – 2009. – Vol. 355. – Issue 37-42. – P. 1861-1864.
- 21 Jiang X., Jha A. An investigation on the dependence of photoluminescence in Bi_2O_3 -doped GeO_2 glasses on controlled atmospheres during melting // *Opt. Mater.* – 2010. – Vol.33. – Issue 1. – P.14.

- 22 Галаган Б. И., Денкер Б. И., Ху Л., Сверчков С. Е., Шульман И. Л., Дианов Е. М. Влияние примесей переменной валентности на формирование висмутовых оптических центров в силикатном стекле // Квант. электрон. 2012. Т. 42, № 10. С. 940–942.
- 23 Winterstein A., Manning S., Ebendorff-Heidepriem H., Wondraczek L. Luminescence from bismuth-germanate glasses and its manipulation through oxidants // Opt. Mater. Express. – 2012. – Vol.2. – Issue 10. – P.1320.
- 24 Qian M., Cheng J., Hu L. Dependence of spectroscopic properties on doping content and temperature of bismuth-doped lanthanum aluminosilicate glass // Chin. Opt. Lett. – 2012. – Vol.10. – Issue 11. – P.111602.
- 25 Bai Zh., Fujii M., Hasegawa T., Kitano Sh., Imakita K., Mizuhata M., Hayashi Sh. Co-existence of Bi with multiple valence states in zeolites – Controlling the optical properties by annealing atmosphere // Opt. Mater. – 2012. – Vol.34. – Issue 5. – P.821.
- 26 Fang Z., Chormaic S. N., Wang S., Wang X., Yu J., Jiang Y, Qiu J., and Wang P. Bismuth-doped glass microsphere lasers // Photonics Res. – 2017. – Vol. 5. – Issue 6. – P. 740-744.
- 27 Haruna T., Kakui M., Taru T., Ishikawa Sh., Onishi M. Silica-based bismuth-doped fiber for ultra broad band light-source and optical amplification around 1.1 μm // Proc. Optical Amplifiers and Their Applications Topical Meeting, Budapest. 2005.
- 28 Dvoyrin V. V., Mashinsky V. M., Dianov E. M., Umnikov A. A., Yashkov M. V., Guryanov A. N. Absorption, fluorescence and optical amplification in mevd bismuth-doped silica glass optical fibres // Proc. European Conf. on Optical Communications, Glasgow / paper Th 3.3.5. 2005.
- 29 Дианов Е. М., Двойрин В. В., Машинский В. М., Умников А. А., Яшков М. В., Гурьянов А. Н. Непрерывный висмутовый волоконный лазер // Квант. электрон. 2005. Т. 35, № 12. С. 1083–1084.

- 30 Алышев С.В. Волоконные световоды на основе кварцевого стекла, легированного висмутом или теллуrom, — лазерные среды для спектральной области 1550 – 1800 нм // Диссертация, кандидат физ.-мат. наук: – 2016. – С.26.
- 31 Bufetov I. A., Melkumov M. A., Firstov S. V., Riumkin K. E., Shubin A. V., Khopin V. F., Guryanov A. N., Dianov E. M. Bi-doped optical fibers and fiber lasers // IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. 2014. Sept. Vol. 20, no. 5. P. 111–125.
- 32 Firstov S. V., Alyshev S. V., Riumkin K. E., Khagai A. M., Kharakhordin A. V., Melkumov M. A., and Dianov E. M. Laser-active fibers doped with bismuth for a wavelength region of 1.6–1.8 μm // IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. – 2018. – Vol. 24. – Issue 5. – P. 1-15.
- 33 Neff M., Romano V., Lüthy W. Metal-doped fibres for broadband emission: Fabrication with granulated oxides // Opt. Mater. – 2008. – Vol.31. – Issue 2. – P.247.
- 34 Firstov S. V., Khopin V. F., Bufetov I. A., Firstova E. G., Guryanov A. N., Dianov E. M. Combined excitation-emission spectroscopy of bismuth active centers in optical fibers // Opt. Express. 2011. Sep. Vol. 19, no. 20. P. 19551–19561.
- 35 Peng M., Wondraczek L. Orange-to-red emission from Bi^{2+} and alkaline earth codoped strontium borate phosphors for white light emitting diodes // J. Am. Ceram. Soc. 2010. Vol. 93, no. 5. P. 1437–1442.
- 36 Neustruev V. B. Colour centres in germanosilicate glass and optical fibres // Journal of Physics: Condensed Matter. 1994. Vol. 6, no. 35. P. 6901.
- 37 Skuja L. Optically active oxygen-deficiency-related centers in amorphous silicon dioxide // J. Non-Cryst. Solids. 1998. Vol. 239, no. 1–3. P. 16 – 48.
- 38 Firstov S. V., Alyshev S. V., Khopin V. F., Melkumov M. A., Guryanov A. N., Dianov E. M., Photobleaching effect in bismuth-doped germanosilicate fibers // Opt. Express. – 2015. – Vol. 23. – Issue 15. – P. 19226-19233.
- 39 Firstov S. V., Alyshev S. V., Firstova E. G., Melkumov M. A., Khagai A. M., Khopin V. F., Guryanov A. N., Dianov E. M. Dependence of the photobleaching on

laser radiation wavelength in bismuth-doped germanosilicate fibers // *J. Lumin.* – 2017. – Vol. 182. – P. 87-90.

40 Firstov S. V., Firstova E. G., Alyshev S. V., Khopin V. F., Riumkin K. E., Melkumov M. A., Guryanov A. N., Dianov E. M., Recovery of IR luminescence in photobleached bismuth-doped fibers by thermal annealing // *Laser Phys.* – 2016. – Vol. 26. – Issue 8. – P. 084007.

41 Firstov S. V., Alyshev S. V., Kharakhordin A. V., Riumkin K. E., and Dianov, E. M. Laser-induced bleaching and thermo-stimulated recovery of luminescent centers in bismuth-doped optical fibers // *Opt. Mater. Express.* – 2017. – Vol. 7. – Issue 9. – P. 3422-3432.

42 Firstov S., Kharakhordin A., Alyshev S., Riumkin K., Firstova E., Melkumov M., Khopin V., Guryanov A., and Dianov E. Formation of laser-active centers in bismuth-doped high-germania silica fibers by thermal treatment // *Opt. Express.* – 2018. – Vol. 26. – Issue 10. – P. 12363-12371.

43 Sokolov V. O., Plotnichenko V. G., Dianov E. M. The origin of near-IR luminescence in bismuth-doped silica and germania glasses free of other dopants: First principle study // *Opt. Mater. Express.* – 2013. – Vol.3. – Issue 8. – P.1059.

44 Дианов Е. М. О природе Bi-центров в стекле, излучающих в ближней ИК области спектра // *Квант. электрон.* – 2006. – Т.40. – № 4. – С.283.

45 Dianov E. M., Shubin A. V., Melkumov M. A., Medvedkov O. I., and I. A. Bufetov. High-power cw bismuth-fiber lasers // *JOSA B.* – 2007. – Vol. 24. – Issue 8. – P. 1749-1755.

46 Razdobreev I., Bigot L., Pureur V., Favre A., Bouwmans G., and Douay M. Efficient all-fiber bismuth-doped laser // *Appl. Phys. Lett.* – 2007. – Vol. 90. – Issue 3. – P. 031103.

47 Dvoyrin V., Mashinsky V., Dianov E. efficient bismuth-doped fiber lasers // *IEEE J. Quantum Electron.* 2008. Vol. 44, no. 9. P. 834 – 840.

- 48 Shubin A. V., Bufetov I. A., Melkumov M. A., Firstov S. V., Medvedkov O. I., Khopin V. F., Guryanov A. N., Dianov E. M. Bismuth-doped silica-based fiber lasers operating between 1389 and 1538 nm with output power of up to 22 W // *Opt. Lett.* 2012. Jul. Vol. 37, no. 13. P. 2589–2591.
- 49 Дианов Е. М., Фирстов С. В., Хопин В. Ф., Гурьянов А. Н., и Буфетов И. А. Висмутовые волоконные лазеры и усилители, работающие в области 1.3 мкм // *Квант. электрон.* – 2008. – Т. 38. – №. 7. – С. 615-617.
- 50 Bufetov I. A., Melkumov M. A., Khopin V. F., Firstov S. V., Shubin A. V., Medvedkov O. I., Guryanov A. N., Dianov E. M. Efficient Bi-doped fiber lasers and amplifiers for the spectral region 1300-1500 nm // *Proc. SPIE.* Vol. 7580. 2010. P. 758014 – 758014–9.
- 51 Дианов Е. М., Фирстов С. В., Алышев С. В., Рюмкин К. Е., Шубин А. В., Хопин В. Ф., Гурьянов А. Н., Медведков О. И., Мелькумов М. А. Новый висмутовый волоконный лазер, излучающий в диапазоне 1625–1775 нм // *Квант. электрон.* – 2014. – Т. 44. – №. 6. – С. 503-504.
- 52 Firstov S., Alyshev S., Melkumov M., Riumkin K., Shubin A., and Dianov E. Bismuth-doped optical fibers and fiber lasers for a spectral region of 1600–1800 nm // *Opt. Lett.* – 2014. – Vol. 39. – Issue 24. – P. 6927-6930.
- 53 Firstov S. V., Alyshev S. V., Riumkin K. E., Melkumov M. A., Medvedkov O. I., and Dianov E. M. Watt-level, continuous-wave bismuth-doped all-fiber laser operating at 1.7 μm // *Opt. Lett.* – 2015. – Vol. 40. – Issue 18. – P. 4360-4363.
- 54 Dianov E. M., Firstov S. V., Khopin V. F., Alyshev S. V., Riumkin K. E., Gladyshev A. V., Melkumov M. A., Vechkanov N. N., Guryanov A. N. Bismuth-doped fibers and fiber lasers for a new spectral range of 1600-1800 nm // *Fiber Lasers XIII: Technology, Systems, and Applications.* – SPIE, 2016. – Vol. 9728. – P. 97280U.
- 55 Melkumov M. A., Bufetov I. A., Shubin A. V., Firstov S. V., Khopin V. F., Guryanov A. N., Dianov E. M. Laser diode pumped bismuth-doped optical fiber amplifier for 1430 nm band // *Opt. Lett.* 2011. Jul. Vol. 36, no. 13. P. 2408–2410.

- 56 Firstov S. V., Alyshev S. V., Riumkin K. E., Khopin V. F., Guryanov A. N., Melkumov M. A., and Dianov E. M. A 23-dB bismuth-doped optical fiber amplifier for a 1700-nm band // *Sci. Rep.* – 2016. – Vol. 6. – P. 28939.
- 57 Рюмкин К. Е. Суперлюминесцентные источники ик-излучения на основе висмутовых активных световодов // Диссертация, кандидат физ.-мат. наук: – 2014. – С. 82.
- 58 Riumkin K. E., Melkumov M. A., Varfolomeev I. A., Shubin A. V., Bufetov I. A., Firstov S. V., Khopin V. F., Umnikov A. A., Guryanov A. N., and Dianov E. M. Excited-state absorption in various bismuth-doped fibers // *Opt. Lett.* – 2014. – Vol. 39. – Issue 8. – P. 2503-2506.
- 59 Cadroas P., Abdeladim L., Kotov L., Likhachev M., Lipatov D., Gaponov D., Hideur A., Tang M., Livet J., Supatto W., Beaufrepaire E., and Fevrier S. All-fiber femtosecond laser providing 9 nJ, 50 MHz pulses at 1650 nm for three-photon microscopy // *J. Opt.* – 2017. – Vol. 19. – Issue 6. – P. 065506.
- 60 Strelkov V., Zair A., Tcherbakoff O., López-Martens R., Cormier E., Mével E., and Constant E. Generation of attosecond pulses with ellipticity-modulated fundamental // *Appl. Phys. B.* – 2004. – Vol. 78. – Issue 7-8. – P. 879-884.
- 61 Tamura K., Ippen E. P., Haus H. A., and Nelson L. E. 77-fs pulse generation from a stretched-pulse mode-locked all-fiber ring laser // *Opt. Lett.* – 1993. – Vol. 18. – Issue 13. – P. 1080-1082.
- 62 Haus H. A., Tamura K., Nelson L. E., and Ippen E. P. Stretched-pulse additive pulse mode-locking in fiber ring lasers: theory and experiment // *IEEE J. Quantum Electron.* – 1995. – Vol. 31. – Issue 3. – P. 591-598.
- 63 Duling I. N., Chen C. J., Wai P. K. A., and Menyuk C. R. Operation of a nonlinear loop mirror in a laser cavity // *IEEE J. Quantum Electron.* – 1994. – Vol. 30. – Issue 1. – P. 194-199.

- 64 Thomazeau I., Etchepare J., Grillon G., and Migus, A. Electronic nonlinear optical susceptibilities of silicate glasses // *Opt. Lett.* – 1985. – Vol. 10. – Issue. 5. – P. 223-225.
- 65 Крылов А. А. Импульсные лазеры на основе иттербиевых и висмутовых волоконных световодов // Диссертация, кандидат физ.-мат. наук: – 2009. – С. 40.
- 66 Krausz F., Brabec T., Spielmann C. Self-starting passive mode locking // *Opt. Lett.* – 1991. – Vol. 16. – Issue 4. – P. 235-237.
- 67 Zhao C., Zhang H., Qi X., Chen Y., Wang Z., Wen S., and Tang D. Ultra-short pulse generation by a topological insulator based saturable absorber // *Appl. Phys. Lett.* – 2012. – Vol. 101. – Issue 21. – P. 211106.
- 68 Zhang H., Lu S. B., Zheng J., Du J., Wen S. C., Tang D. Y., and Loh K. P. Molybdenum disulfide (MoS_2) as a broadband saturable absorber for ultra-fast photonics // *Opt. Express.* – 2014. – Vol. 22. – Issue 6. – P. 7249-7260.
- 69 Lee J., Koo J., Jhon Y. M., and Lee J. H. A femtosecond pulse erbium fiber laser incorporating a saturable absorber based on bulk-structured Bi_2Te_3 topological insulator // *Opt. Express.* – 2014. – Vol. 22. – Issue 5. – P. 6165-6173.
- 70 Set S. Y., Yaguchi H., Tanaka Y., Jablonski M., Sakakibara Y., Rozhin A., Takumoto M., Kataura H. Achiba Y., and Kikuchi K. Mode-locked fiber lasers based on a saturable absorber incorporating carbon nanotubes // *OFC Conference.* – OSA, 2003. – P. PD44.
- 71 Set S. Y., Yaguchi H., Tanaka Y., and Jablonski M. Laser mode locking using a saturable absorber incorporating carbon nanotubes // *J. Light. Technol.* – 2004. – Vol. 22. – Issue 1. – P. 51.
- 72 Kivistö S., Hakulinen T., Kaskela A., Aitchison B., Brown D. P., Nasibulin A. G., Kauppinen E. I., Härkönen A., and Okhotnikov O. G. Carbon nanotube films for ultrafast broadband technology // *Opt. Express.* – 2009. – Vol. 17. – Issue 4. – P. 2358-2363.

- 73 Noronen T., Firstov S., Dianov E., and Okhotnikov O. G. 1700 nm dispersion managed mode-locked bismuth fiber laser // *Sci. Rep.* – 2016. – Vol. 6. – P. 24876.
- 74 Schibli T. R., Minoshima K., Kataura H., Itoga E., Minami N., Kazaoui S., Miyashita K., Tokumoto M., Sakakibara Y. Ultrashort pulse-generation by saturable absorber mirrors based on polymer-embedded carbon nanotubes // *Opt. Express.* – 2005. – Vol. 13. – Issue 20. – P. 8025-8031.
- 75 Wang F., Rozhin A. G., Scardaci V., Sun Z., Hennrich F., White I. H., Milne W. I., and Ferrari A. C. Wideband-tuneable, nanotube mode-locked, fibre laser // *Nature Nanotech.* – 2008. – Vol. 3. – Issue 12. – P. 738.
- 76 Solodyankin M. A., Obraztsova E. D., Lobach A. S., Chernov A. I., Tausenev A. V., Konov V. I., and Dianov E. M. Mode-locked 1.93 μm thulium fiber laser with a carbon nanotube absorber // *Opt. Lett.* – 2008. – Vol. 33. – Issue 12. – P. 1336-1338.
- 77 Krylov A. A., Sazonkin S. G., Arutyunyan N. R., Grebenyukov V. V., Pozharov A. S., Dvoretzkiy D. A., Obraztsova E. D., and Dianov E. M. Performance peculiarities of carbon-nanotube-based thin-film saturable absorbers for erbium fiber laser mode-locking // *JOSA B.* – 2016. – Vol. 33. – Issue 2. – P. 134-142.
- 78 Uchida S., Martinez A., Song Y. W., Ishigure T., and Yamashita S. Carbon nanotube-doped polymer optical fiber // *Opt. Lett.* – 2009. – Vol. 34. – Issue 20. – P. 3077-3079.
- 79 Song Y. W., Yamashita S., Goh C. S., and Set S. Y. Carbon nanotube mode lockers with enhanced nonlinearity via evanescent field interaction in D-shaped fibers // *Opt. Lett.* – 2007. – Vol. 32. – Issue 2. – P. 148-150.
- 80 Kashiwagi K., Yamashita S. Deposition of carbon nanotubes around microfiber via evanescent light // *Opt. Express.* – 2009. – Vol. 17. – Issue 20. – P. 18364-18370.
- 81 Tian Y., Timmermans M. Y., Kivistö S., Nasibulin A. G., Zhu Z., Jiang H., Okhotnikov O. G., and Kauppinen E. I. Tailoring the diameter of single-walled carbon nanotubes for optical applications // *Nano Res.* – 2011. – Vol. 4. – Issue 8. – P. 807.

- 82 Tian Y., Jiang H., Pfaler J. V., Zhu Z., Nasibulin A. G., Nikitin T., Aitchison B., Khriachtchev L., Brown D. P., and Kauppinen E. I. Analysis of the size distribution of single-walled carbon nanotubes using optical absorption spectroscopy // *J. Phys. Chem. Lett.* – 2010. – Vol. 1. – Issue 7. – P. 1143-1148.
- 83 Martinez A., Sun Z. Nanotube and graphene saturable absorbers for fibre lasers // *Nature Photon.* – 2013. – Vol. 7. – Issue 11. – P. 842.
- 84 Nasibulin A. G., Kaskela A., Mustonen K., Anisimov A. S., Ruiz V., Kivisto S., Rackauskas S., Timmermans M. Y., Pudas M., Aitchison B., Kauppinen M., Brown D. P., Okhotnikov O. G., and Kauppinen M. Multifunctional free-standing single-walled carbon nanotube films // *ACS nano.* – 2011. – Vol. 5. – Issue 4. – P. 3214-3221.
- 85 Kobtsev S., Ivanenko A., Gladush Y. G., Nyushkov B., Kokhanovskiy A., Anisimov A. S., and Nasibulin A. G. Ultrafast all-fibre laser mode-locked by polymer-free carbon nanotube film // *Opt. Express.* – 2016. – Vol. 24. – Issue 25. – P. 28768-28773.
- 86 Nakazawa M., Nakahara S., Hirooka T., Yoshida M., Kaino T., and Komatsu K. Polymer saturable absorber materials in the 1.5 μm band using poly-methyl-methacrylate and polystyrene with single-wall carbon nanotubes and their application to a femtosecond laser // *Opt. Lett.* – 2006. – Vol. 31. – Issue 7. – P. 915-917.
- 87 Eichhorn M., Jackson S. D. High-pulse-energy actively Q-switched Tm 3+-doped silica 2 μm fiber laser pumped at 792 nm // *Opt. Lett.* – 2007. – Vol. 32. – Issue 19. – P. 2780-2782.
- 88 Luo Z., Liu C., Huang Y., Wu D., Wu J., Xu H., Zhiping Cai, Lin Z., Sun L., and Weng J. Topological-insulator passively q-switched double-clad fiber laser at 2 μm wavelength // *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* – 2014. – Vol. 20. – Issue 5. – P. 1-8.
- 89 Lees G. P., Newson T. P. Diode pumped high power simultaneously Q-switched and self mode-locked erbium doped fibre laser // *Electron. Lett.* – 1996. – Vol. 32. – Issue 4. – P. 332-333.

- 90 Wang Y., Martinez-Rios A., Po H. Analysis of a Q-switched ytterbium-doped double-clad fiber laser with simultaneous mode locking // *Opt. Commun.* – 2003. – Vol. 224. – Issue 1-3. – P. 113-123.
- 91 Wang Y., Xu C. Q. Actively Q-switched fiber lasers: Switching dynamics and nonlinear processes // *Prog. Quantum Electron.* – 2007. – Vol. 31. – Issue 3-5. – P. 131-216.
- 92 Звелто О. Принципы лазеров / пер. под науч. ред. Т. А. Шмаонова.–4-е изд // Спб.: Издательство «Лань». – 2008. – С. 357.
- 93 Dvoyrin V. V., Mashinsky V. M., Dianov E. M. Yb-Bi pulsed fiber lasers // *Optics Lett.* – 2007. – Vol. 32. – Issue. 5. – P. 451-453.
- 94 Dianov E. M., Krylov A. A., Dvoyrin V. V., Mashinsky V. M., Kryukov P. G., Okhotnikov O. G., and Guina M. Mode-locked Bi-doped fiber laser // *JOSA B.* – 2007. – Vol. 24. – Issue 8. – P. 1807-1808.
- 95 Kivistö S., Puustinen J., Guina M., Okhotnikov O. G., and Dianov E. M. Tunable modelocked bismuth-doped soliton fibre laser // *Electron. Lett.* – 2008. – Vol. 44. – Issue 25. – P. 1456-1458.
- 96 Luo A. P., Luo Z. C., Xu W. C., Dvoyrin V. V., Mashinsky V. M., and Dianov E. M. Tunable and switchable dual-wavelength passively mode-locked Bi-doped all-fiber ring laser based on nonlinear polarization rotation // *Las. Phys. Lett.* – 2011. – Vol. 8. – Issue 8. – P. 601-605.
- 97 Kivistö S., Puustinen J., Guina M., Herda R., Marcinkevicius S., Dianov E. M., and Okhotnikov O. G. Pulse dynamics of a passively mode-locked Bi-doped fiber laser // *Opt. Express.* – 2010. – Vol. 18. – Issue 2. – P. 1041-1048.
- 98 Kivisto S., Gumenyuk R., Puustinen J., Guina M., Dianov E. M., and Okhotnikov O. G. Mode-locked Bi-doped all-fiber laser with chirped fiber Bragg grating // *IEEE Photonics Technol. Lett.* – 2009. – Vol. 21. – Issue 9. – P. 599-601.

- 99 Kelleher E. J. R., Travers J. C., Sun Z., Ferrari A. C., Golant K. M., Popov S. V., and Taylor J. R. Bismuth fiber integrated laser mode-locked by carbon nanotubes // *Las. Phys. Lett.* – 2010. – Vol. 7. – Issue 11. – P. 790.
- 100 Luo A. P. Luo Z. C., Xu W. C., Dvoyrin V. V., Mashinsky V. M., and Dianov E. M. Tunable and switchable dual-wavelength passively mode-locked Bi-doped all-fiber ring laser based on nonlinear polarization rotation // *Las. Phys. Lett.* – 2011. – Vol. 8. – Issue 8. – P. 601.
- 101 Zhao G. K., Lin W., Chen H. J., Lv Y. K., Tan X. M., Yang Z. M., Mashinsky V. M., Krylov A. A., Luo A. P., Cui H., Luo, Z. C., Xu W. C., and Dianov E. M. Dissipative soliton resonance in bismuth-doped fiber laser // *Opt. Express.* – 2017. – Vol. 25. – Issue 17. – P. 20923-20931.
- 102 Krylov A. A., Kryukov P. G., Dianov E. M., and Okhotnikov, O. G. Picosecond pulse generation in a passively mode-locked Bi-doped fibre laser // *Quantum Electron.* – 2009. – Vol. 39. – Issue 10. – P. 882-886.
- 103 Krylov A. A. Kryukov P. G., Dianov E. M., Okhotnikov O. G., and Guina M. Pulsed bismuth fibre laser with the intracavity-compensated group velocity dispersion // *Quantum Electron.* – 2009. – Vol. 39. – Issue 1. – P. 21-24.
- 104 Gumenyuk R., Puustinen J., Shubin A. V., Bufetov I. A., Dianov E. M., and Okhotnikov O. G. 1.32 μm mode-locked bismuth-doped fiber laser operating in anomalous and normal dispersion regimes // *Opt. Lett.* – 2013. – Vol. 38. – Issue 20. – P. 4005-4007.
- 105 Jung M. Melkumov M., Khopin V. F., Dianov E. M., Kim J. Y., and Lee J. H. Self-Q-switching of a bismuth-doped germanosilicate fiber laser operating at 1.46 μm // *Las. Phys. Lett.* – 2013. – Vol. 10. – Issue 12. – P. 125104.
- 106 Noronen T., Firstov S., Dianov E., and Okhotnikov O. G. 1700 nm dispersion managed mode-locked bismuth fiber laser // *Sci. Rep.* – 2016. – Vol. 6. – P. 24876.

- 107 Thipparapu N. K., Guo C., Umnikov A. A., Barua P., Taranta A., and Sahu J. K. Bismuth-doped all-fiber mode-locked laser operating at 1340 nm // *Opt. Lett.* – 2017. – Vol. 42. – Issue 24. – P. 5102-5105.
- 108 Lee J., Jung M., Melkumov M., Khopin V. F., Dianov E. M., and Lee J. H. A saturable absorber based on bismuth-doped germanosilicate fiber for a 1.93 μm , mode-locked fiber laser // *Las. Phys. Lett.* – 2017. – Vol. 14. – Issue 6. – P. 065104.
- 109 Rissanen J., Korobko D. A., Zolotovskiy I. O., Melkumov M., Khopin V. F., and Gumenyuk R. Infiltrated bunch of solitons in Bi-doped frequency-shifted feedback fibre laser operated at 1450 nm // *Sci. Rep.* – 2017. – Vol. 7. – P. 44194.
- 110 Jung M., Lee J., Melkumov M., Khopin V. F., Dianov E. M., and Lee J. H. Burst-mode pulse generation from a bismuth-doped germanosilicate fiber laser through self Q-switched mode-locking // *Las. Phys. Lett.* – 2014. – Vol. 11. – Issue 12. – P. 125102.
- 111 Jablonowski D. Fiber manufacture at AT&T with the MCVD process// *J. Lightwave Technology.* – 1986. – Vol.4. – Issue 8. – P.1016.
- 112 Cognolato L. Chemical Vapour Deposition for Optical Fibre Technology // *J. Phys. IV France.* 1995. Vol. 05, Issue C5. P. C5–975 – C5–987.
- 113 Бурков В. Д., Иванов Г. А. Физико-технологические основы волоконно-оптической техники. – Изд-во Московского гос. ун-та леса. – 2007.– С. 186-190.
- 114 Хегай А. М., Афанасьев Ф. В., Рюмкин К. Е., Фирстов С. В., Хопин В. Ф., Мясников Д. В., Мелькумов М. А., Дианов Е. М. Висмутовый волоконный пикосекундный лазер с длиной волны 1.3 мкм и синхронизацией мод на нелинейном кольцевом зеркале // *Квант. электрон.* – 2016. – Т. 46. – №. 12. – С. 1077-1081.**
- 115 Khagai A. M., Melkumov M. A., Riumkin K. E., Khopin V. F., Afanasiev F. V., Myasnikov D. V., Dianov E. M. Figure-of-eight bismuth doped fiber laser operating at 1.3 microns in dissipative soliton regime // *Proceedings of SPIE Vol.* – 2017. – Vol. 10083. – P. 100830A-1.**

116 Khagai A. M., Melkumov M. A., Afanasiev F. V., Khopin V. F., Dianov E. M. Investigation of optical properties of short-lived luminescence centers in bismuth-doped phosphosilicate fibers // Proc. Borate&Phosphate Conference, Oxford, Great Britain, 24-28 July, 2017, P. 140.

117 Хегай А. М., Мелькумов М. А., Фирстов С. В., Афанасьев Ф. В. Изучение непроектлируемых потерь в фосфоросиликатных световодах, легированных висмутом // Материалы нано-, микро-, оптоэлектроники и волновой оптики: физические свойства и применение: прогр. и материалы 17-й Междунар. науч. конф.-шк., Саранск, 18-21 Сентября 2018, С. 29.

118 Мелькумов М. А., Михайлов В., Хегай А. М., Рюмкин К. Е., Фирстов С. В., Афанасьев Ф. В., Гурьянов А. Н., Ян М. Ф., Сан Я., Луо Дж., Пак Дж. С., Шенк С. Д., Винделер Р. С., Вестбрук П. С., Лингл Р. Л., ДиДжиованни Д. Дж., Дианов Е. М. Передача сигнала со скоростью 25 Гб/с с использованием висмутового волоконного усилителя со сдвинутым на длину волны 1300 нм максимумом усиления // Квант. электрон. – 2018. – Т. 48. – №. 11. – С. 989-992.

119 Thipparapu N. K., Umnikov A. A., Barua P., and Sahu J. K. Bi-doped fiber amplifier with a flat gain of 25 dB operating in the wavelength band 1320–1360 nm // Opt. Lett. – 2016. – Vol. 41. – Issue 7. – P. 1518-1521.

120 Firstov S. V., Alyshev S. V., Riumkin K. E., Khagai A. M., Kharakhordin A. V., Melkumov M. A., and Dianov E. M. Laser-Active fibers doped with bismuth for a wavelength region of 1.6–1.8 μm // IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. – 2018. – Vol. 24. – Issue 5. – P. 1-15.

121 Firstov S.V., Alyshev S.V., Firstova E.G., Melkumov M.A., Khagai A.M., Khopin V.F., Guryanov A.N., Dianov E.M. Dependence of the photobleaching on laser radiation wavelength in bismuth-doped germanosilicate fibers // J. Lumin. – Vol. 182. – P. 87-90.

122 Melkumov M. A., Khagai A. M., Myasnikov D. V., Dianov E. M. NOLM-based mode-locked bismuth doped fiber laser at 1.31 microns // Proc. of the 25th

annual International Laser Physics Workshop (LPHYS'16), Erevan, Armenia, 11-15 July, 2016.

123 Хегай А. М., Мелькумов М. А., Мясников Д. В., Дианов Е. М. Висмутовый волоконный лазер УКИ на нелинейном оптическом кольцевом зеркале, работающий в области 1.3 микрона // Труды 7-го Российского семинара по волоконным лазерам (РСВЛ 2016), Новосибирск, 5-9 сентября, 2016, С. 95.

124 Khagai A. M., Melkumov M. A., Riumkin K. E., and Dianov E. M. Bismuth-doped fiber lasers mode-locked by nonlinear loop mirror // Nonlinear Photonics: Proc. of Workshop and Summer school, Novosibirsk, 21-24 August, 2018, P. 8-9.

125 Khagai A., Melkumov M., Riumkin K., Khopin V., Firstov S., and Dianov E. NALM-based bismuth-doped fiber laser at 1.7 μm // Opt. Lett. – 2018. – Vol. 43. – Issue 5. – P. 1127-1130.

126 Khagai A., Melkumov M., Riumkin K., Khopin V., Guryanov A., and Dianov E. M Mode-locked bismuth fiber laser operating at 1.7 μm based on NALM // Advanced Solid State Lasers, Nagoya, Japan, 01-05 October, 2017, P. JTU2A. 20.

127 Хегай А.М., Мелькумов М.А., Хопин В.Ф., Рюмки К.Е., Фирстов С.В., Гурьянов А.Н., Дианов Е.М 1.7 мкм пикосекундный висмутовый волоконный лазер на нелинейном усиливающем кольцевом зеркале // Всероссийская конференция по волоконной оптике (ВКВО 2017), Пермь, 03-06 Октября, 2017.

128 Khagai A. M., Melkumov M. A., Gladush Y. G., Afanasiev F. V., Nasibulin A. G., Dianov E. M. Bismuth fiber laser at 1.32 μm mode-locked with SWCNT // 5th Workshop on Specialty Optical Fiber and Their Applications (WSOF'2017), Limassol, Cyprus, 11-13 October, 2017.

129 Khagai A., Melkumov M., Firstov S., Riumkin K., Gladush Y., Alyshev S., Lobanov A., Khopin V., Afanasiev F., Nasibulin A. G., and Dianov E. Bismuth-

doped fiber laser at 1.32 μm mode-locked by single-walled carbon nanotubes // Opt. Express. – 2018. – Vol. 26. – Issue 18. – P. 23911-23917.

130 Khagai A., Melkumov M., Firstov S., Riumkin K., Gladush Y., Alyshev S., Lobanov A., Khopin V., Afanasiev F., Nasibulin A. G., and Dianov E. SWCNT-based bismuth-doped fiber laser at 1.32 μm // Advanced Solid State Lasers, Boston, USA, 4-8 November, 2018, P. ATh2A.11.

131 Doran N. J., Wood D. Nonlinear-optical loop mirror // Optics letters. – 1988. – Vol. 13. – Issue 1. – P. 56-58.

132 Duling I. N. et al. Operation of a nonlinear loop mirror in a laser cavity // IEEE J. Quantum Electron. – 1994. – Vol. 30. – Issue 1. – P. 194-199.

133 Tateda M., Shibata N., Seikai S. Interferometric method for chromatic dispersion measurement in a single-mode optical fiber // IEEE J. Quantum Electron. – 1981. – Vol. 17. – Issue 3. – P. 404-407.

134 Guy M. J. Noske D. U., Boskovic A., and Taylor J. R.. Femtosecond soliton generation in a praseodymium fluoride fiber laser // Opt. lett. – 1994. – Vol. 19. – Issue. 11. – P. 828-830.

135 Chong A., Buckley J., Renninger W. and Wise F. All-normal-dispersion femtosecond fiber laser // Opt. Express – 2006. – Vol. 14. – Issue 21, P. 10095-10100.

136 Chong A., Renninger W. H., Wise F. W. All-normal-dispersion femtosecond fiber laser with pulse energy above 20nJ // Opt. Lett. – 2007. – Vol. 32. – Issue 16. – P. 2408-2410.

137 Yatsenko Y., Mavritsky A. D-scan measurement of nonlinear refractive index in fibers heavily doped with GeO_2 // Opt. Lett. – 2007. – Vol. 32. – Issue 22. – P. 3257-3259.

138 Xu C., Wise F. W. Recent advances in fibre lasers for nonlinear microscopy // Nature photonics. – 2013. – Vol. 7. – Issue. 11. – P. 875.

139 Chambers P., Austin E. A. D., and Dakin, J. P. Theoretical analysis of a methane gas detection system, using the complementary source modulation method of

correlation spectroscopy // Meas. Sci. Technol. – 2004. – Vol. 15. – Issue 8. – P. 1629–1636.

140 Noronen T., Okhotnikov O., Gumenyuk R. Electronically tunable thulium-holmium mode-locked fiber laser for the 1700-1800 nm wavelength band // Opt. Express. – 2016. – Vol. 24. – Issue. 13. – P. 14703-14708.

141 Renninger W. H., Chong A., Wise F. W. Pulse shaping and evolution in normal-dispersion mode-locked fiber lasers // IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. – 2012. – Vol. 18. – Issue 1. – P. 389-398.

142 Agrawal G. P. Nonlinear fiber optics // Nonlinear Science at the Dawn of the 21st Century. – Springer, Berlin, Heidelberg, 2000. – P. 39-50.

143 Merchant C. A. Analysis of the nonlinear optical loop mirror with feedback and birefringent fibers in the loop световодов // Doctoral dissertation: – 2004. – P. 40.

144 Yatsenko Y., Mavritsky A. D-scan measurement of nonlinear refractive index in fibers heavily doped with GeO₂ // Opt. Lett. – 2007. – Vol. 32. – Issue 22. – P. 3257-3259.

145 Gladush Y. Mkrtchyan A. A., Kopylova D. S., Ivanenko A., Nyushkov B., Kobtsev S., Kokhanovskiy A., Khagai A., Melkumov M., Burdanova M., Staniforth M., Lloyd-Hughes J., and Nasibulin F. G. Ionic liquid gated carbon nanotube saturable absorber for switchable pulse generation // Nano letters. – 2019. – Vol. 19. – Issue. 9. – P. 5836-5843.

146 Khagai A. M., Melkumov M. A., Firstov S. V., Riumkin K. E., Afanasiev F. V., Lobanov A. S., Abramov A. N., and Dianov E. V. Actively Q-switched bismuth-doped fiber laser at 1.35 μm // Specialty Optical Fibers, Zurich, Switzerland, 2-5 July, 2018, P. SoM3H. 6.

147 Khagai A., Firstov S., Riumkin K., Afanasiev F., and Melkumov M. Q-Switched Bismuth-Doped Fiber Laser at 1330 nm // IEEE Photonics Technol. Lett. – 2019. – Vol. 31. – Issue 12. – P. 963 - 966

148 Khagai A. M., Firstov S. V., Riumkin K. E., Afanasiev F. V., and Melkumov M. A. Bismuth-doped fiber laser operating at 1.3 μm Q-switched by AOM // Proc. of the 28th annual International Laser Physics Workshop (LPHYS'19), Gyeongju, South Korea 8-12 July, 2019.

149 Khagai A., Firstov S., Riumkin K., Alyshev S., Afanasiev F., Khopin V., Guryanov A. and Melkumov M. Radial distribution of laser active centers in phosphosilicate fibers doped with bismuth // Asia Communications and Photonics Conference, Chengdu, China, 2-5 November, 2019, P. S3G. 5.

150 Khagai A., Firstov S., Riumkin K., Alyshev S., Afanasiev F., Lobanov A., Guryanov A. and Melkumov M. Radial distribution and absorption cross section of active centers in bismuth-doped phosphosilicate fibers // Opt. Express. – 2020. – Vol. 28. – Issue 20. – P. 29335-29344.

151 Renaud C. C., Offerhaus H. L., Alvarez-Chavez J. A., Nilsson J., Clarkson W. A., Turner P. W., Richardson D. J., and Grudinin A. B. Characteristics of Q-switched cladding-pumped ytterbium-doped fiber lasers with different high-energy fiber designs // IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. – 2001. – Vol. 37. – Issue 2. – P. 199-206.

152 McCumber D. E. Einstein relations connecting broadband emission and absorption spectra // Physical Review. – 1964. – Vol. 136. – Issue 4A. – P. A954.

153 Aull B., Jenssen H. Vibronic interactions in Nd: YAG resulting in nonreciprocity of absorption and stimulated emission cross sections // IEEE J. Quantum Electron. – 1982. – Vol. 18. – Issue. 5. – P. 925-930.

154 Razdobreev I., Bigot L. On the multiplicity of Bismuth active centres in germano-aluminosilicate preform // Optical Materials. – 2011. – Vol. 33. – Issue 6. – P. 973-977.

155 Зленко А. С. Машинский В. М., Исхакова Л. Д., Ермаков Р. П., Семенов С. Л., Колташев В. В. Спектральные проявления висмутовых центров на разных стадиях процесса FCVD // Квант. электрон. – 2013. – Т. 43. – №. 7. – С. 656-665.

156 Дворецкий Д. А., Буфетов И. А., Вельмискин В. В., Зленко А. С., Хопин В. Ф., Семенов С. Л., Гурьянов А. Н., Денисов Л. К., и Дианов Е. М. Оптические

свойства волоконных световодов на основе плавленого кварца, легированного висмутом, в диапазоне температур 300—1500 К // Квант. электрон. – 2012. – Т. 42. – №. 9. – С. 762-769.