Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Федеральный исследовательский центр Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук

На правах рукописи

Tonal -

Понарина Мария Владимировна

ПАССИВНАЯ СИНХРОНИЗАЦИЯ МОД СО СВЕРХВЫСОКОЙ ЧАСТОТОЙ ПОВТОРЕНИЯ ИМПУЛЬСОВ В ТВЕРДОТЕЛЬНЫХ ВОЛНОВОДНЫХ ЛАЗЕРАХ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ГРАФЕНА

01.04.21 - Лазерная физика

Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук

Научный руководитель

к.ф.-м.н.

Образцов Петр Александрович

Москва — 2022 г.

ВВЕДЕНИЕ5
НАУЧНАЯ НОВИЗНА РАБОТЫ9
ПРАКТИЧЕСКАЯ ЦЕННОСТЬ РАБОТЫ9
АПРОБАЦИЯ РЕЗУЛЬТАТОВ РАБОТЫ 10
ЛИЧНЫЙ ВКЛАД АВТОРА10
ЗАЩИЩАЕМЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ11
ПУБЛИКАЦИИ АВТОРА ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ 11
ГЛАВА 1. ЛАЗЕРЫ УЛЬТРАКОРОТКИХ ИМПУЛЬСОВ С
ГИГАГЕРЦОВОЙ ЧАСТОТОЙ ПОВТОРЕНИЯ (ОБЗОР ЛИТЕРАТУРЫ) 14
1.1. Генерация ультракоротких импульсов14
1.1.1. Введение
1.1.2. Пассивная синхронизация мод16
1.2. Активные среды для генерации ультракоротких импульсов 19
1.2.1 Активная среда Nd: YAG 21
1.2.2 Активная среда Тт: YAP 22
1.3. Дисперсия 24
1.3.1. Компенсация дисперсии
1.3.2. Интерферометр Жира-Турнуа
1.3.3. Чирпированные зеркала
1.4. Волноводные лазеры 27
1.4.1. Волноводные структуры
1.4.2. Волноводные лазеры с гигагерцовой частотой повторения 30

ГЛАВА 2. ВОЛНОВОДНЫЙ Nd: YAG ЛАЗЕР
2.1. Исследование режимов генерации и пассивной синхронизации мод с
гигагерцовой частотой повторения импульсов в твердотельном Nd: YAG лазере.
2.1.1 Создание Nd:YAG лазера с волноводными структурами диаметром
30 мкм
2.1.2 Исследование режимов генерации в Nd: YAG лазере с волноводными
структурами диаметром 30 мкм
2.1.3 Расчет параметров внутрирезонаторного интерферометра 44
2.1.4 Пассивная синхронизация мод на длине волны 1061 нм
2.1.5 Сравнение экспериментальных радиочастотных спектров с
расчетными
Выводы по главе 2.1
2.2 Исследование методов управления режимами генерации и пассивной
синхронизации мод в компактном Nd: YAG лазере
2.2.1 Создание компактного Nd:YAG лазера с волноводными
структурами диаметром 20 мкм и одномодовым излучением накачки 55
2.2.2 Определение эффективности оптической накачки волноводного
лазера
2.2.3 Исследование зависимости режимов генерации лазера от
параметров излучения накачки59
2.2.4 Переключение между одно- и двухволновой генерации на длинах
волн 1061 и 1064 нм в режиме пассивной синхронизации мод 64
2.2.5 Получение режима пассивной синхронизации мод на длине волны
1064 нм в волноводном Nd: YAG лазере с гигагерцовой частотой повторения
импульсов с выходным зеркалом Т=38%67
<i>Выводы по главе ? ?</i> 71

ГЛАВА 3. ВОЛНОВОДНЫЙ Тт: ҮАР ЛАЗЕР73
3.1. Применение подхода, апробированного на Nd: YAG, для создания
волноводного Tm: YAP лазера73
3.1.1 Создание Тт: ҮАР лазера с волноводными структурами диаметром
30 мкм
3.1.2 Исследование режимов генерации в Тт: ҮАР лазере с волноводными
структурами диаметром 30 мкм75
3.1.3 Исследование режимов генерации в волноводном Тт: YAP лазере с
использованием интерферометра Жира-Турнуа79
Выводы по главе 3
ЗАКЛЮЧЕНИЕ
СПИСОК ИСПОЛЬЗУЕМЫХ СОКРАЩЕНИЙ 83
БЛАГОДАРНОСТИ
ЛИТЕРАТУРА

введение

В современном мире лазеры находят различные применения в таких областях науки и технологий, как спектроскопия [1], интерферометрия [2], медицина [3], голография [4], дистанционное зондирование [5], обработка материалов [6]. Лазеры могут работать в непрерывном режиме (CW), в котором интенсивность остается постоянной как функция времени, или в импульсном режиме, когда периодические импульсы света излучаются с длительностью от фемтосекунд – 10⁻¹⁵ с (метод синхронизации мод) до наносекунд – 10⁻⁹ с (режим модуляции добротности). За последние три десятилетия произошел значительный прогресс в лазерных системах, работающих в режиме синхронизации мод: в ближнем инфракрасном (ИК) спектральном диапазоне удалось получить лазерные импульсы с длительностью 4 фс [7]. Такие лазерные системы известны как лазеры ультракоротких импульсов (УКИ) и в настоящее время находят применение во многих областях, таких как телекоммуникации [8], измерение динамики химических реакций [9,10], микрообработка материалов [11], оптическая выборка [12] и метрология [13].

Импульсные лазеры можно разделить на категории по частоте повторения импульсов для применения в различных областях. На лазерах с частотой повторения импульсов кГц-МГц получают высокие энергии, что делает их привлекательными для таких приложений, как ускорение частиц [14], генерация ультрафиолетового излучения и физика плазмы. Частоты повторения импульсов порядка 100 МГц с фемтосекундной длительностью достигаются с помощью Ti: Sa лазеров [15,16] и различных объемных лазерных систем, легированных ионами Yb [17–19], которые являются широко востребованными для большого количества технологических приложений, таких как оптическая метрология [13], оптическая когерентная томография [20] и нелинейная микроскопия [21]. Лазеры, генерирующие импульсы с частотой повторения превышающей 1 ГГц, применяются в таких областях, как телекоммуникации, нелинейная микроскопия, метрология оптических частот, генерация оптических сигналов произвольной

формы и оптическая выборка [22–27]. В нелинейной микроскопии [22] было продемонстрировано, что проблема слабой интенсивности сигнала генерации гармоник, ограниченная возможностью фотоповреждения, может быть решена путем увеличения частоты повторения импульсов источника света. В области оптической метрологии [23] существует потребность в стабильных лазерах с высокой частотой повторения импульсов для точного измерения оптических частот.

Одним из способов получения импульсов с высокой частотой повторения является осуществление синхронизации мод в твердлотельном лазере с коротким резонатором. Связь длины резонатора и частоты повторения импульсов определяется соотношением [28]:

$$\nu = c/_{2Ln} \tag{1}$$

где *v* - частота повторения импульсов, с - скорость света в вакууме, n - показатель преломления среды, L - длина резонатора.

Для получения генерации коротких лазерных импульсов с высокой энергией используется метод синхронизации мод – метод, с помощью которого удается связать фазы продольных мод в лазере и тем самым получить ультракороткие импульсы в диапазоне от пико- до фемтосекунд.

Известно два основных метода осуществления синхронизации мод в твердотельных лазерах: активная и пассивная. Для активной синхронизации мод часто используются акустооптические и электрооптические устройства, которые с помощью внешнего сигнала модулируют интенсивность излучения в резонаторе. Однако внедрение модулирующего устройства в резонатор увеличивает его габариты, что приводит к более низким частотам повторения импульсов. Для реализации метода пассивной синхронизации мод используются пассивные нелинейно-оптические элементы – насыщающиеся поглотители (НП), которые вызывают самомодуляцию света. Помимо этого, насыщающиеся поглотители могут модулировать потери в резонаторе намного быстрее, чем модулятор: чем

короче становится импульс, тем быстрее модуляция потерь, при условии, что поглотитель имеет достаточно быстрое время релаксации.

В последние годы особое внимание привлекают насыщающиеся поглотители на основе наноматериалов. Наноматериалы – это материалы, свойства которых определяются размерными эффектами – влиянием размера объекта на физикохимические свойства вещества. Хорошими примерами являются НП на основе углеродных наноструктур, таких как графен, однослойные или многослойные углеродные нанотрубки (ОУНТ, МУНТ) и т.д. [29–33]. Эти материалы обладают короткими временами релаксации, низким порогом насыщения и высокой лучевой стойкостью. Благодаря своим уникальным оптическим и электронным свойствам, графен обладает сверхбыстрым временем релаксации в широком спектральном диапазоне (<1 пс). С использованием насыщающегося поглотителя на основе графена было продемонстрировано много различных лазеров УКИ, работающих в режиме пассивной синхронизации мод [31,34–36]. В частности, из-за малой толщины и возможности нанесения графена непосредственно на оптический элемент этот насыщающийся поглотитель особенно перспективен для разработки лазерных систем со сверхвысокой частотой повторения импульсов [37–42].

Простейшая схема лазера с длиной резонатора менее 1 см состоит из плоскопараллельного резонатора, заполненного активной средой. Одним из главных условий получения стабильной синхронизации мод является работа лазера в режиме основной поперечной моды (ТЕМ 00). Получение одномодового режима в таких компактных твердотельных лазерах часто обременяется появлением термоэффектов В кристаллах, влияние которых усиливается с ростом интенсивности накачки. К примеру, при мощной накачке показатель преломления в кристалле распределяется неоднородно, что приводит к генерации на нескольких поперечных модах [43]. Существует несколько способов устранения подобных эффектов, одним из которых является создание волноводной структуры внутри активного кристалла. Использование волноводной геометрии обеспечивает равномерное распространение оптического излучения накачки, без расходимости,

по всей длине активной среды из-за эффекта внутреннего отражения (показатель преломления оболочки волновода меньше, чем его сердцевина). Малые размеры цилиндрических волноводов, соответствующие диаметру моды TEM 00, позволяют осуществлять генерацию в одномодовом режиме.

Таким образом, сочетание волноводной технологии и графена создает универсальный подход для разработки новых твердотельных компактных лазеров со сверхвысокой частотой повторения импульсов [38,42].

ЦЕЛИ И ЗАДАЧИ ДИССЕРТАЦИОННОЙ РАБОТЫ

Целью диссертационной работы являлось проведение комплексных исследований режимов генерации в компактных волноводных лазерах на основе твердотельных активных сред, работающих в инфракрасном (ИК) диапазоне длин волн, и получение режима пассивной синхронизации мод со сверхвысокой частотой повторения импульсов за счет использования графена в качестве насыщающегося поглотителя.

Для достижения сформулированной цели решались следующие задачи:

1. Исследование режима пассивной синхронизации мод и повышение стабильности режима пассивной синхронизации мод волноводного Nd: YAG лазера с гигагерцовой частотой повторения пикосекундных импульсов.

2. Анализ выходных характеристик волноводного Nd: YAG лазера: частота повторений импульсов, зависимость выходной мощности излучения от мощности накачки, спектральные характеристики излучения, длительность импульсов.

3. Исследование спектрально-временных характеристик волноводного Nd: YAG лазера и осуществление контроля режимов генерации лазера за счет изменения внутрирезонаторных потерь и дисперсии групповых скоростей.

4. Исследование возможности переключения между одно- и двухволновым режимом работы волноводного Nd: YAG лазера.

5. Апробация подхода, основанного на использовании волноводных структур и графена в качестве насыщающегося поглотителя, на активной среде Tm: YAP.

НАУЧНАЯ НОВИЗНА РАБОТЫ

1. Впервые с помощью контроля внутрирезонаторных потерь экспериментально получен режим пассивной синхронизации мод в волноводном Nd: YAG лазере с насыщающимся поглотителем на основе однослойного графена при одновременной генерации на длинах волн 1061 и 1064 нм при комнатной температуре.

2. Впервые экспериментально получен режим пассивной синхронизации мод за счет насыщающегося поглотителя на основе однослойного графена на длине волны 1061 нм в волноводном Nd: YAG лазере с частотой повторения импульсов 9.8 ГГц, путем фильтрации излучения на длине волны 1064 нм в режиме двухволновой генерации.

3. Впервые проведен и экспериментально подтвержден численный расчет внутрирезонаторных потерь и времени задержки импульсов в волноводном Nd: YAG лазере, в котором существует воздушный зазор между непросветленным торцом активной среды и выходным зеркалом.

4. Впервые продемонстрирована возможность переключения между одно- (1064 нм) и двухволновым (1061 нм + 1064 нм) режимом работы волноводного Nd: YAG лазера с помощью контроля параметров излучения накачки и точной настройки внутрирезонаторных потерь, не увеличивая габариты системы.

ПРАКТИЧЕСКАЯ ЦЕННОСТЬ РАБОТЫ

Полученные в работе результаты могут быть использованы для:

– создания компактных лазеров с частотой повторения импульсов более 1
ГГц, оптический спектр излучения которых представляет собой набор эквидистантных линий;

- создания высокочастотных генераторов с перестраиваемой частотой;

 – генерации терагерцового излучения на разностной частоте между длинами волн 1061 нм и 1064 нм;

 – разработки задающих генераторов на основе различных активных сред для волоконно-оптических систем.

АПРОБАЦИЯ РЕЗУЛЬТАТОВ РАБОТЫ

Основные результаты, изложенные в работе, опубликованы в 17 научных работах, из них 8 статей, включенные в перечень рецензируемых научных изданий ВАК.

Результаты работы были доложены на следующих конференциях: XVIII Научная школа «Нелинейные волны – 2018» (Нижний Новгород, Россия, 2018); XVI Всероссийский молодежный Самарский конкурс-конференция научных работ по оптике и лазерной физике (Самара, Россия, 2018); The 7th Workshop on Nanocarbon Photonics and Optoelectronics «NPO 2018» (Savonlinna, Finland); 17-aя Международная конференция-школа «Материалы нано-, микро-, оптоэлектроники и волоконной оптики: физические свойства и применение» (Саранск, Россия); V Международная конференция Лазерные, плазменные исследования и технологии (ЛаПлаз 2019) (Москва, Россия, 2019); Conference on Lasers & Electro-Optics / Europe and European Quantum Electronics Conference (CLEO® / Europe-EQEC) (Munich, Germany, 2019); Международный семинар по волоконным лазерам (Новосибирск, Россия, 2020); 19 Международная конференция «Оптика Лазеров – 2020» (С.-Петербург, Россия, 2020); Школа-конференция молодых ученых «Прохоровские недели» 2018, 2019, 2020 (Москва, Россия, 2018-2020); Laser Physics Workshop (LPHYS'21) (Lyon, France); ВКВО – 2021 (Пермь, Россия); а также на семинарах ИОФ РАН.

ЛИЧНЫЙ ВКЛАД АВТОРА

Автор диссертационной работы активно участвовал в постановке задач; определении способов их решения; проведении экспериментов; обработке, анализе и интерпретации полученных данных; написании работ и апробации материала.

Все представленные в работе результаты получены соискателем лично, либо в соавторстве при его непосредственном участии.

ЗАЩИЩАЕМЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ

1. Насыщающийся поглотитель на основе графена в волноводном Nd: YAG лазере обеспечивает генерацию пикосекундных импульсов с гигагерцовой частотой повторения в режиме пассивной синхронизации мод.

2. В волноводном Nd: YAG лазере с насыщающимся поглотителем на основе графена контролируемое изменение ширины воздушного зазора между торцом кристалла и выходным зеркалом приводит к генерации лазера на одной (1064 нм) или на двух (1061 и 1064 нм) длинах волн в режиме синхронизации мод с гигагерцовой частотой повторения импульсов.

3. Волноводные структуры, созданные в объеме кристалла Tm: YAP, и насыщающийся поглотитель на основе графена, применимы для создания лазеров с гигагерцовой частотой повторения импульсов в области длин волн 2 мкм.

ПУБЛИКАЦИИ АВТОРА ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ

Статьи, включенные в перечень рецензируемых научных изданий ВАК:

А1. **М.В. Понарина**, А.Г. Охримчук, М.Г. Рыбин, В.В. Букин, П.А. Образцов, «Волноводный Тт: ҮАР лазер с частотой повторения импульсов 8 ГГц,» Краткие сообщения по физике ФИАН, **49**(**7**), 50-59 (2022).

A2. **M. Ponarina**, A. Okhrimchuk, T. Dolmatov, M. Rybin, E. Obraztsova, V. Bukin and P. Obraztsov, "Intracavity losses effect on mode-locking in a waveguide laser with graphene saturable absorber," Laser Phys. Lett. **19(1)**, 015001 (2022).

A3. **M. Ponarina**, A. Okhrimchuk, G. Alagashev, G. Orlova, T. Dolmatov, M. Rybin, E. Obraztsova, V. Bukin, and P. Obraztsov, "Wavelength-switchable 9.5 GHz graphene mode-locked waveguide laser," Appl. Phys. Express **14**(**7**), 072001 (2021).

А4. **М.В. Понарина**, А.Г. Охримчук, М.Г. Рыбин, Е.Д. Образцова, Т.В. Долматов, В.В. Букин, П.А. Образцов, «Одно- и двухволновая генерация пикосекундных импульсов с частотой повторения 9.5 ГГц в волноводном Nd:YAG лазере,» СПЕЦВЫПУСК «ФОТОН-ЭКСПРЕСС-НАУКА 2021» 6, 142 (2021).

A5. **M. V. Ponarina**, A. G. Okhrimchuk, M. G. Rybin, T. V. Dolmatov, V. V Bukin, and P. A. Obraztsov, "Switching between single- and dual-wavelength modelocking in waveguide Nd:YAG laser with graphene saturable absorber," in *2020 International Conference Laser Optics (ICLO)* (2020).

A6. **M. V. Ponarina**, A. G. Okhrimchuk, M. G. Rybin, M. P. Smayev, E. D. Obraztsova, A. V Smirnov, I. V Zhluktova, V. A. Kamynin, T. V Dolmatov, V. V Bukin, and P. A. Obraztsov, "Dual-wavelength generation of picosecond pulses with 9.8 GHz repetition rate in Nd : YAG waveguide laser with graphene," Quantum Electron. **49(4)**, 365–370 (2019).

A7. **M. V. Ponarina**, A. G. Okhrimchuk, M. G. Rybin, and P. A. Obraztsov, "GHz Repetition Rate of Picosecond Pulses in a Nd:YAG Waveguide Laser," Bull. Lebedev Phys. Inst. **46(3)**, 100–103 (2019).

A8. **M. Ponarina**, A. Okhrimchuk, M. Smayev, and P. Obraztsov, "Dual-Wavelength Mode-Locking of Waveguide Nd:YAG Laser with Graphene," in 2019 Conference on Lasers and Electro-Optics Europe European Quantum Electronics Conference (CLEO/Europe-EQEC) (2019).

В других изданиях:

А9. М.В. Понарина, А.Г. Охримчук, М.Г. Рыбин, А.А. Таракановский, Т.В. Долматов, В.В. Букин, П.А. Образцов, «Пассивная синхронизация мод в волноводном ND:YAG лазере с частотой повторения импульсов 10 ГГц,» Тезисы докладов молодых ученых XVIII научной школы НЕЛИНЕЙНЫЕ ВОЛНЫ – 2018,142 (2018)

A10. **M.V. Ponarina**, A.G. Okhrimchuk, M.G. Rybin, A.A. Tarakanovsky, T.V. Dolmatov, V.V. Bukin, I.V. Zhluktova, V.A. Kamynin, P.A. Obraztsov, "Gigahertz repetition rate dual-wavelength mode-locking of waveguide lasers with graphene," Proceedings International Workshop on Nanocarbon Photonics and Optoelectronics (NPO2018) (2018)

А11. **М.В. Понарина**, А.Г. Охримчук, М.Г. Рыбин, А.А. Таракановский, Т.В. Долматов, В.В. Букин, И.В. Жлуктова, В.А. Камынин, П.А. Образцов, «9.8

ГГц волноводный Nd:YAG лазер, работающий в режиме пассивной синхронизации мод,» Материалы 17-й международной научной конференции-школы «Материалы нано-, микро-, оптоэлектроники и волоконной оптики: физические свойства и применение», 145 (2018)

А12. **М.В. Понарина**, А.Г. Охримчук, М.Г. Рыбин, Т.В. Долматов, В.В. Букин, И.В. Жлуктова, В.А. Камынин, П.А. Образцов, «Волноводный Nd:YAG лазер с ГГц частотой повторения импульсов,» Тезисы докладов школы-конференции молодых ученых ИОФ РАН «Прохоровские недели», 26-27 (2018)

А13. **М.В. Понарина**, А.Г. Охримчук, М.Г. Рыбин, П.А. Образцов, «ГГц частота повторения пикосекундных импульсов в волноводном Nd:YAG лазере,» Сборник трудов XVI Всероссийской молодежной Самарской конкурса – конференции научных работ по оптике и лазерной физике, 165-172 (2018)

А14. М.В. Понарина, А.Г. Охримчук, М.П. Смаев, М.Г. Рыбин, Е.Д. Образцова, Т.В. Долматов, В.В. Букин, И.В. Жлуктова, В.А. Камынин, П.А. Образцов, «Двухволновая генерация пикосекундных импульсов в волноводном Nd:YAG лазере с использованием графена,» Сборник научных трудов V Международной конференции «Лазерные, плазменные исследования и технологии» ЛАПЛАЗ-2019, 350-351 (2019)

А15. **М.В. Понарина**, М.Г. Рыбин, Т.В. Долматов, П.А. Образцов, «Пассивная синхронизация мод в компактном волноводном Nd: YAG лазере,» Тезисы докладов школы-конференции молодых ученых ИОФ РАН «Прохоровские недели», 24-25 (2019)

А16. **М.В. Понарина**, А.Г. Охримчук, П.А. Образцов, «Переключение между одно- и двухволновой генерацией в волноводном Nd:YAG лазере с пассивной синхронизацией мод,» Материалы Международного семинара по волоконным лазерам 2020, 209-210 (2020)

А17. **М.В. Понарина**, Т.В. Долматов, П.А. Образцов, «Оптическое переключение одно- и двухволновой генерации в волноводном Nd:YAG лазере,» Тезисы докладов школы-конференции молодых ученых ИОФ РАН «Прохоровские недели», 24-25 (2020)

ГЛАВА 1. ЛАЗЕРЫ УЛЬТРАКОРОТКИХ ИМПУЛЬСОВ С ГИГАГЕРЦОВОЙ ЧАСТОТОЙ ПОВТОРЕНИЯ (ОБЗОР ЛИТЕРАТУРЫ)

1.1. Генерация ультракоротких импульсов

1.1.1. Введение

Синхронизация мод была впервые продемонстрирована в середине 1960-х годов на гелий-неоновом лазере [44]. Вслед за этим режим синхронизаци мод был получен в рубиновом лазере [45] и лазере на неодимовом стекле [46]. Для генерации УКИ использовались твердотельные лазерные среды. Однако получение режима непрерывной пассивной синхронизации мод (рис. 1 (а) было ограничено, поскольку используемые насыщающиеся поглотители, такие как криптоцианин (метиновый краситель), стеклянные фильтры типа Schott RG8, RG10, раствор обратимого красителя Eastman-9740, обладали медленным временем релаксации и переводили лазеры в режим модуляции добротности. Форма выходного сигнала в мод с модуляцией добротности (нестабильность режиме синхронизации модуляции добростности) представлена на рис. 1 (б). Данный режим приводит к более высокой энергии и пиковым мощностям импульсов, но, как правило, является менее стабильным, чем режим непрерывной синхронизации мод, и не подходит для многих приложений. Режим синхронизации мод с модуляцией добротности продолжал оставаться недостижимым лля большинства твердотельных лазеров с пассивной синхронизацией мод до тех пор, пока в 1992 году не был разработан первый внутрирезонаторный насыщающийся поглотитель насыщающийся (полупроводниковый поглотитель InGaAs/GaAs), который нестабильность добротности предотвращал модуляции В твердотельных лазерах [47].

В 1970-х и 1980-х годах исследовательский интерес привлекли сверхбыстрые лазеры на красителях. С помощью лазеров на красителях генерировали более короткие импульсы, чем в твердотельных лазерах. В 1974 г. были продемонстрированы первые субпикосекундные лазеры на красителях с пассивной

синхронизацией мод [49–51], а в 1981 г. – первые лазеры на красителях с синхронизацией мод с длительностью импульса менее 100 фс [52].



Рис. 1. Схематическая иллюстрация зависимостей выходной мощности лазера от времени в режиме непрерывной синхронизации мод (a) и в режиме синхронизации мод с модуляцией добротности (б) [48].

Лазер на красителях генерировал импульсы длительностью 27 фс со средней 20 мВт [53] выходной мощностью около И на многие годы стал широкоиспользуемым в сверхбыстрой лазерной спектроскопии, хотя и работал на довольно ядовитых (частично канцерогенных) и короткоживущих красителях, а выходная мощность оставалась весьма ограниченной. Уменьшение длительности импульсов до 6 фс было достигнуто за счет дополнительного усиления и внешнего сжатия импульсов, но только при гораздо меньшей частоте повторения [54].

Развитие диодных лазеров с более высокой средней мощностью в 1980-х годах снова стимулировало большой интерес к твердотельным лазерам. Накачка диодным лазером обеспечивает повышение эффективности, надежности, компактности, а также возможность накачки в непрерывном режиме, который нельзя получить, используя ламповую накачку. Например, с помощью метода активной синхронизации мод и использования диодной накачки на лазерах Nd: YAG [55] и Nd: YLF [56–58] впервые были получены импульсы длительностью 7–12 пс. Для сравнения, лазеры на Nd: YAG и Nd: YLF с ламповой накачкой обычно генерировали импульсы длительностью ~ 100 пс и ~ 30 пс, соответственно [59,60].

Однако до 1992 года, все попытки получить режим пассивной синхронизации мод в твердотельных лазерах с диодной накачкой приводили к получению режима нестабильной модуляции добротности, при котором, как упоминалось выше, в лучшем случае наблюдалась генерация импульсов в комбинированном режиме синхронизации мод и модуляции добростности.

Прорыв в области сверхбыстрых твердотельных лазеров был стимулирован открытием Ti: Sa лазерной среды [61], которая была первой твердотельной лазерной средой, в которой могут существовать сразу несколько фемтосекундных импульсов. Существующие методы пассивной синхронизации мод, разработанные в первую очередь для лазеров на красителях, были неактуальны для Ti: Sa лазеров из-за большего на 10³ времени жизни верхнего состояния и меньшего на 10³ сечения усиления. Поэтому методы пассивной синхронизации мод пришлось адаптировать К твердотельным активным средам. Большой интерес к сверхбыстрым лазерным технологиям, таким как сверхбыстрая спектроскопия, прецизионная обработка материалов, лазерный захват и охлаждение частиц послужил основой для открытия новой области науки и создания многих изобретений.

1.1.2. Пассивная синхронизация мод

Синхронизация мод на основе линз Керра в Ті: Sa лазерах была открыта в 1991 г [15]. В таких лазерах были получены лазерные импульсы длительностью менее 6 фс непосредственно из лазерного резонатора без какой-либо дополнительной компрессии импульсов внешним резонатором [62–64]. Импульсы длительностью менее 4 фс были впервые получены внешним сжатием импульсов с помощью каскадного волоконного компрессора [7]. Сжатие внешнего импульса за счет нескольких оптических циклов может быть основано на таких физических процессах, как оптическое параметрическое усиление [65], сжатие импульсов с демпфированием резонатора в кварцевом волокне [66], сжатие импульсов с помощью полого волокна [67], а в последнее время, для сжатия импульсов используют процесс филаментации [68]. В частности, последние два способа

можно использовать для импульсов с энергией более 100 мкДж и генеровать аттосекундные УФ-импульсы [69]. Однако лазеры на основе линз Керра имеют серьезные ограничения, поскольку процесс синхронизации мод обычно не самозапускается и требуется критическая юстировка резонатора, близкая к его пределу устойчивости. Следовательно, оптимизация лазеров УКИ на основе линз Керра обычно приводит к снижению стабильности, эффективности и выходной мощности. Эти ограничения становятся довольно значимыми, когда требуется компактная конструкция лазера.

Для компактных качестве элементов, обеспечивающих лазеров В синхронизацию мод, используют насыщающиеся поглотители. Насыщающийся поглотитель – это оптический элемент с нелинейным поглощением, прозрачность которого увеличивается при высоких оптических интенсивностях света. Важными параметрами насыщающихся поглотителей являются время релаксации, порог В 1992 году насыщения и разрушения. зеркала с полупроводниковым насыщающимся поглотителем (SESAM – Semiconductor Saturable Absorption Mirror) впервые позволили осуществлять самозапуск и обеспечивать стабильную пассивную синхронизацию мод твердотельных лазеров с диодной накачкой без режима модуляции добротности [47,70]. Вскоре это было продемонстрировано на большом количестве различных усиливающих сред, обеспечивающих разные длины волн на выходе и длительности импульса [71]. Кроме того, были работы SESAM разработаны теоретические основы В твердотельных разработаны [70,72], лазерах принципы для предотвращения режима синхронизации мод с модуляцией добротности [73], либо для оптимизации стабильного режима модуляции добротности [74]. В лазерах с насыщающимся поглотителем SESAM были показаны следующие результаты: длительность импульса около 5 фс [62,75], значения средней и пиковой мощности 60 Вт и 1.9 МВт, соответственно [76], а также высокая частота повторения импульсов (~ 1 гигагерц расширен до > 160 гигагерц) [77–79]. Также пассивная синхронизация мод была продемонстрирована в полупроводниковом лазере с вертикальным

внешним резонатором (VECSEL) со средней выходной мощностью более 2 Вт [80– 82].

Зеркала SESAM в настоящее время широко используются в пассивной синхронизации мод [71,75,83]. Однако зеркала с насыщающимся поглотителем SESAM имеют узкую полосу пропускания (десятки нанометров), требуют сложного изготовления и нанесения на оптический элемент [71]. Помимо SESAM, в качестве насыщающихся поглотителей используются другие различные материалы, например, графен [84], одностенные углеродные нанотрубки [85], MoS₂ [86], WS₂ [87] и другие низкоразмерные материалы [88–90]. Среди этих насыщающийся поглотителей, особое внимание привлекают углеродные, поскольку могут использоваться В приложениях, где требуется они широкополосная перестройка длины волны лазера и длительности импульса. Рабочая длина волны ОУНТ определяется выбором диаметра (т. е. ширины запрещенной зоны) [91–93]. Возможна перестройка рабочей длины волны за счет использования ОУНТ разных диаметров и хиральностей [94]. Время релаксации ОУНТ обусловлено релаксацией экситонов, которая проходит за счет рассеяния на фононах, и определяется субпикосекундными временами [95]. В графене за счет линейной дисперсии дираковских электронов для любого возбуждения электронно-дырочная пара всегда будет в резонансе [96]. Динамика графена обусловлена Оже-процессами, которые возникают из-за кулоновских взаимодействий возбужденных носителей [97]. Оже-процессы делятся на ударную и Оже- рекомбинации. Ударная рекомбинация определяет характерное время релаксации сотни фемтосекунд, Оже-рекомбинация определяет времена порядка нескольких пикосекунд. Из-за сверхбыстрой динамики носителей [98-100] и большого поглощения падающего света на слой (α=2.3% [101,102]) графен проявляет себя как быстрый насыщающийся поглотитель в широком спектральном диапазоне. По сравнению с SESAM и ОУНТ, насыщающиеся поглотители на основе графена, не нуждаются в контроле или изменении запрещенной зоны, диаметра или хиральности для оптимизации эффективности устройства.

1.2. Активные среды для генерации ультракоротких импульсов

Усиливающая среда для непрерывных лазеров должна иметь лазерный переход в желаемом диапазоне длин волн и переход накачки на длине волны, на которой доступен подходящий источник накачки. Для достижения хорошей энергоэффективности важны следующие факторы: малая величина квантового дефекта (поправка на Кулоновкое поле), отсутствие паразитных потерь и усиление (произведение $\sigma\tau$, где σ – сечение усиления, а τ – время жизни в верхнем состоянии усиливающей среды). Для работы с высокой мощностью используются активные среды с хорошей теплопроводностью, слабой температурной зависимостью показателя преломления (для уменьшения тепловой линзы) и слабой тенденцией к разрушению под действием термического напряжения. Для сверхбыстрых лазеров дополнительно требуется широкий спектр усиления, так как длительность импульса обратно пропорциональна этой величине. Также желательна малая длина поглощения накачки, поскольку она позволяет работать с небольшой площадью моды в усиливающей среде, а также ограничивает эффекты дисперсии и керровской нелинейности (что особенно важно для ультракоротких импульсов).

Усиливающая среда для сверхбыстрых лазеров, помимо вышеизложенных условий, должна соответствовать ряду дополнительных требований. Большинство усиливающих сред для сверхбыстрых лазеров относятся к одной из двух групп. Первая группа усиливающих сред характеризуется более широкой полосой усиления, позволяющей генерировать импульсы с длительностью меньше 0.5 пс, но с низкими тепловыми свойствами. В Ті: Sa лазере сочетаются большинство свойств, необходимых для мощных сверхбыстрых лазеров [61]. Однако Ті: Sa лазер не позволяет использовать мощные диодные лазеры для накачки активной среды и, кроме этого, Ті: Sa имеет большой квантовый дефект. Используя Ті: Sa лазер, были получены импульсы с длительностью менее 6 фс и средней мощностью в несколько сотен милливатт [62,64]. Такие длительности импульсов можно осуществить с помощью режима синхронизации мод на основе линз Керра, а самозапуск может быть осуществлен дополнительно с помощью SESAM [62]. С

помощью SESAM были продемонстрированы импульсы длительностью 13 фс [103]. Высокие энергии импульсов и пиковые мощности были получены с помощью конструкции длинного лазерного резонатора и ограничения пиковых интенсивностей. Было продемонстрировано, что за счет использования более длинных и чирпированных импульсов, которые могут быть сжаты вне резонатора, Ti: Sa лазер генерирует импульсы с энергией 130 нДж с длительностью импульса < 30 фс и пиковой мощностью > 5 мВт [104].

Вторая группа активных сред имеет необходимые свойства для работы в непрерывном режиме большой мощности с диодной накачкой, но не может быть использована для генерации фемтосекундных импульсов из-за их относительно небольшой полосы усиления. Лазерные материалы, легированные редкоземельными элементами, широко используются в качестве активной среды в различных типах твердотельных лазерных систем. Многие из них, такие как неодим (Nd³⁺), иттербий (Yb³⁺) или эрбий (Er³⁺), в настоящее время широко используются в лазерах с диодной накачкой. Их относительно большое время жизни в возбужденном состоянии и полоса поглощения в диапазоне от 800 нм до 1000 нм обеспечивают эффективную оптическую накачку с помощью мощных лазерных диодов и общую высокую производительность лазера.

Типичные примеры – Nd: YAG и Nd: YVO₄. С помощью мощных лазерных диодов, одного или нескольких обычных лазерных стержней с торцевой или боковой накачкой и, используя SESAM для синхронизации мод, достигается средняя мощность до 27 Вт в импульсах длительностью 19 пс в Nd: YAG [105], или 20 Вт в импульсе 20 пс в Nd: YVO₄ [106]. Более короткие длительности импульсов были достигнуты при более низких выходных мощностях – 1,5 пс при 20 мВт [107], с использованием метода аддитивной синхронизации мод (метод синхронизации мод лазера с использованием нелинейного взаимодействия во внешнем резонаторе). Для всех этих кристаллов, легированных Nd³⁺, большие поперечные сечения лазерных переходов позволяют достичь стабильной работы в режиме синхронизации мод без модуляции добротности, если лазер работает в

режиме основной поперечной моды. Длительность импульсов ограничена шириной спектра усиления активной среды, поэтому в таких средах типичная длительность импульсов составляет десятки пс.

1.2.1 Активная среда Nd: YAG

Легированный неодимом иттрий-алюминиевый гранат (Nd: YAG) является наиболее часто используемой активной средой для твердотельных лазеров, благодаря своим превосходным оптическим и механическим свойствам [108]. Алюмо-иттриевый гранат (YAG) имеет кубическую симметрию и, таким образом, является оптически изотропным в ненапряженном состоянии [109]. YAG – твердый кристаллический материал с хорошим оптическим качеством и хорошей теплопроводностью [110]. Радиусы ионов Nd³⁺, замещающих ионы Y³⁺ в кристаллической решетке Y₃Al₅O₁₂, различаются примерно на 3%. Следовательно, высоколегированный Nd: YAG приводит к деформированию кристалла из-за искаженной решетки YAG. Кроме того, с увеличением уровня легирования возрастает концентрационное тушение, что снижает эффективность генерации и усиления. Эти факторы ограничивают типичную концентрацию легирования ионами Nd³⁺ максимальным значением примерно 1%. Nd: YAG лазер представляет собой систему с четырьмя уровнями энергии, которая имеет большую эффективность по сравнению с трехуровневой лазерной системой. Это связано с тем, что генерации не препятствует населенность нижнего уровеня энергии лазера [110]. Кроме того, Nd: YAG имеет большое эффективное сечение излучения (2.8*10⁻¹⁹ см² при 295 К) и относительно долгое время жизни на верхнем лазерном уровне (230 мкс), что позволяет эффективно генерировать импульсы с высокой энергией [111]. Диаграмма уровней энергии показана на рисунке 2, которая иллюстрирует используемые переходы накачки (0.8 и 0.88 мкм) и лазерные переходы (0.9, 1.06 и 1.3 мкм).



Рис. 2. Схема энергетических уровней Nd: YAG с указанием основных переходов излучения накачки и лазерных переходов [112].

1.2.2 Активная среда Тт: ҮАР

Алюмоиттриевый перовскит YAIO₃ (сокращенно YAP) является хорошо известной активной средой лазера для легирования редкоземельными ионами (RE^{3+}), такими как Nd³⁺, Yb³⁺, Tm³⁺ или Ho³⁺ [113,114]. YAP принадлежит к классу орторомбических кристаллов. В частности, YAP, легированный тулием (Tm³⁺), привлекателен в качестве лазерного материала для создания лазеров с длиной волны ~2 мкм [113,115,116]. Алюмоиттриевый перовскит обладает хорошими тепловыми свойствами (высокая теплопроводность ~11 Вт м⁻¹ K⁻¹ и слабая анизотропия теплового расширения), которые важны для создания лазеров с высокой мощностью. YAP является оптически двуосным, и его собственное двойное лучепреломление доминирует над любыми термически индуцированными изменениями показателя преломления, что позволяет избежать возможных деполяризационных потерь (в отличие от YAG) [117,118]. Также ионы Tm³⁺ в YAP обладают длительным временем жизни на верхнем лазерном уровне и большим сечением перехода вынужденного излучения на длине волны около 2 мкм [119].

Помимо хорошо известного лазерного перехода на ~2 мкм (${}^{3}F_{4} \rightarrow {}^{3}H_{6}$), ионы Tm³⁺ могут излучать на ~1,5 мкм (${}^{3}H_{4} \rightarrow {}^{3}F_{4}$) и на ~2,3 мкм (${}^{3}H_{4} \rightarrow {}^{3}H_{5}$) (рис. 3).



Рис. 3. (а) Схема энергетических уровней ионов Tm³⁺ в кристалле YAP: красная и зеленая стрелки — переходы излучения накачки и лазера, соответственно; R и NR — излучательная и безызлучательная релаксация, соответственно; CR перекрестная релаксация; ETU — ап-конверсионные энергетические переходы. (б) Штарковское расщепление состояний ³H₄ и ⁴H₅ (цифры: энергии в см⁻¹) и наблюдаемые лазерные переходы [116].

Из-за процесса перекрестной релаксации, в Tm: YAP квантовый дефект находится в диапазоне около 20% и, следовательно, сравним с лазерными средами, легированными неодимом. Это связано с тем, что каждый фотон, поглощенный в диапазоне 800 нм, позволяет генерировать два фотона в инфракрасном диапазоне. За счет того, что излучение в диапазоне 2 мкм безопасно для глаз, а также в данном диапазоне окно прозрачности атмосферы, такие лазеры широко используют в медицинских и военных приминениях, таких как хирургия, обнаружение света и определение дальности (ЛИДАР). Кроме того, лазеры с длиной волны излучения от 1800 до 1900 нм идеально подходят для использования в качестве источников лазеров ультракоротких импульсов на накачки лля основе материалов, легированных хромом [120].

1.3. Дисперсия

Когда лазерный импульс проходит через среду, он приобретает частотнозависимый фазовый сдвиг. Фазовый сдвиг, который изменяется линейно с частотой, соответствует временной задержке без какого-либо изменения временной формы импульса. Однако фазовые сдвиги более высокого порядка приводят к изменению формы импульса и рассогласованию продольных мод резонатора. Таким образом, данные фазовые сдвиги важны для формирования коротких импульсов. Фазовый сдвиг можно разложить в ряд Тейлора вокруг центральной угловой частоты ω_0 импульса:

$$\varphi(\omega) = \varphi_0 + \frac{\partial \varphi}{\partial \omega} (\omega - \omega_0) + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial \omega^2} (\omega - \omega_0)^2 + \frac{1}{6} \frac{\partial^3 \varphi}{\partial \omega^3} (\omega - \omega_0)^3 + \cdots$$
(2)

где $T_g = (\partial \phi / \partial \omega) - групповая задержка, D = (\partial^2 \phi / \partial \omega^2) - дисперсия групповой задержки (GDD), (\partial^3 \phi / \partial \omega^3) - дисперсия третьего порядка. Дисперсия групповой задержки описывает линейную частотную зависимость групповой задержки. Например, для положительной дисперсии групповой задержки, компоненты с более высокими частотами задерживаются по сравнению с компонентами с более низкими частотами, что приводит к положительному «чирпу» импульса. Более высокие порядки дисперсии порождают более сложные искажения.$

Чем короче длительность импульса, тем большее количество членов этого разложения имеет значение. Дисперсия групповой задержки D, которая воздействует на гауссов импульс с исходной частотой без модуляции с длительностью импульса τ_0 на полувысоте (FWHM), увеличивает длительность импульса τ согласно [60]:

$$\tau = \tau_0 \sqrt{1 + (4(ln2)\frac{D}{\tau_0^2})^2}$$
(3)

1.3.1. Компенсация дисперсии

Дисперсия групповой задержки для одного прохода резонатора обычно положительная, в основном из-за дисперсии в усиливающей среде. Другие оптические компоненты, такие как зеркала, также могут этому способствовать. Однако в лазерах с длительностью импульса больше 10 пс эффектами дисперсии часто можно пренебречь, так как общая дисперсия групповой задержки в лазерном резонаторе составляет несколько тысяч фс², что намного меньше квадрата длительности импульса [48]. Для более коротких импульсов следует учитывать дисперсию групповой задержки, а длительности импульсов меньше 30 фс требуют компенсации третьего или даже более высоких порядков дисперсии в зависимости от толщины материала усиления. В большинстве случаев общая дисперсия групповой задержки не равна нулю, а отрицательна, что можно использовать для формирования солитона [121]. Солитон возникает при взаимной компенсации нелинейных (например, фазовая самомодуляция) И дисперсионных эффектов [122]. Для большинства активных сред показатель нелинейности n₂ имеет положительный знак, поэтому дисперсия групповой задержки (GDD) должна быть аномальной.

1.3.2. Интерферометр Жира-Турнуа

Компактным устройством для создания отрицательной дисперсии групповой задержки является интерферометр Жира – Турнуа [123], который представляет собой интерферометр Фабри – Перо, работающий на отражение. Поскольку заднее зеркало обладает высокой отражающей способностью, интерферометр Жира – Турнуа в целом обладает высокой отражающей способностью во всем диапазоне длин волн, тогда как фазовый сдвиг нелинейно изменяется на 2π для каждого свободного спектрального диапазона, рассчитываемого, как

$$\Delta v = c / 2nd \tag{4}$$

где n и d – показатель преломления и толщина материала между зеркалами интерферометра, соответственно. В каждом свободном спектральном диапазоне дисперсия групповой задержки колеблется между двумя крайними значениями, величина которых пропорциональна d², а также зависит от отражательной способности переднего зеркала. В идеале интерферометр Жира – Турнуа работает

около минимума дисперсии групповой задержки, а пропускная способность составляет некоторую долю (например, одну десятую) свободного спектрального диапазона, который пропорционален d⁻¹. Варьировать дисперсию групповой собой если материал между зеркалами представляет задержки можно, регулируемый воздушный зазор, который должен быть тщательно стабилизирован, чтобы избежать нежелательных дрейфов. Более стабильная, но не настраиваемая дисперсия групповой задержки может быть создана с помощью конструкций на основе тонких пленок из диэлектрических сред, таких как TiO_2 и SiO_2 , особенно для использования в фемтосекундных лазерах. Основными недостатками интерферометра Жира – Турнуа являются принципиально ограниченная полоса пропускания и ограниченная степень контроля дисперсии более высокого порядка.

1.3.3. Чирпированные зеркала

Другой широкий спектр устройств для создания отрицательной дисперсии основан на концепции чирпированного зеркала – слоистой структуры, в которой преломления материала периодически изменяется показатель В одном пространственном направлении (перпендикулярно слоям) [124]. Таким образом, более длинные волны отражаются глубже в структуре, приобретая больший фазовый набег, что приводит к отрицательной дисперсии. Однако реализация такой конструкции довольно сложна с технологической точки зрения. Большая трудность заключается в том, что конструкция таких зеркал представляет собой сложную структуру переменных толщин слоев материалов, которая имеет большое количество локальных максимумов и минимумов, и поэтому ее довольно трудно оптимизировать. Тем не менее, усовершенствованные вычислительные алгоритмы и технологии привели к созданию чирпированных зеркал с достойными характеристиками, которые были реализованы, благодаря увеличению точности поверхности. С использованием чирпированных зеркал в Ti: Sa лазерах были получены импульсы с длительностью значительно менее 10 фс [75,125].

Первоначальная конструкция чирпированного зеркала была усовершенствована концепцией двойного чирпированного зеркала, которая

учитывает проблему, возникающую на границе воздуха и слоистой структуры в зеркале [126,127]. Зеркала с двойным чирпом привели к новым мировым рекордам длительности импульса в Ті: Sa лазерах с линзой Керра в режиме двух оптических циклов [16,62,63].

Отрицательная дисперсия также может быть получена с помощью полупроводниковых зеркал с насыщающимся поглотителем (SESAM) со специально модифицированной конструкцией. Самый простой вариант — использовать структуру, подобную интерферометру Жира – Турнуа [128]. Также было продемонстрировано дисперсионное полупроводниковое зеркало с двойным чирпом с возможностью интегрирования насыщающегося поглотителя в такое устройство [129].

1.4. Волноводные лазеры

Вскоре после изобретения лазера в начале 1960-х годов был реализован первый волноводный лазер [130,131]. Волноводные лазеры, изготовленные из твердотельных усиливающих сред, созданы на основе кристаллических или стеклянных материалов, легированными ионами редкоземельных элементов или переходных металлов. Область применения волноводных лазеров активно расширяется, о чем свидетельствует увеличение их количества и разнообразие направлений для применения таких лазеров [132,133]. Интерес к таким источникам во многом обусловлен компактной геометрией волноводных структур, которая позволяет накапливать оптическую энергию в пределах сжатого модового объема резонатора. Таким образом, используя волноводные структуры, могут быть реализованы надежные лазерные источники С повышенным оптическим усилением, пониженной пороговой мощностью и малыми размерами. Кроме того, волноводная лазерная технология предлагает большую гибкость с точки зрения компоновки волноводов, среды усиления и технологии изготовления, тем самым обеспечивая широкие возможности в аспекте включения дополнительных [132]. Будучи элементов в резонатор, таких как модуляторы и решетки совместимыми с высокопроизводительной интегральной оптикой И

многофункциональными фотонными устройствами, твердотельные волноводные лазеры открывают новые возможности для миниатюрных фотонных интегральных схем и микро-чип лазеров [133].

Для эффективной и стабильной генерации лазерных импульсов необходимо обеспечить работу лазера режиме основной поперечной В моды co стабилизированным размером желаемым пространственным И профилем интенсивности света. В обычных твердотельных лазерах часто сталкиваются с проблемой выбора между малым размером большой пятна И длиной взаимодействия. К тому же достаточно сложно поддерживать работу лазера в режиме фундаментальной моды с постоянным размером из-за тепловых эффектов. Волноводные структуры, созданные в твердотельной среде, обеспечивают распространение излучения только в режиме основной моды за счет правильно подобранной геометрии волновода и создания нужного профиля показателя преломления. Помимо этого, благодаря волноводным структурам, в твердотельных лазерах появилась возможность эффективного устранения тепловых эффектов. Изучение импульсных волноводных лазеров стало одной из главных тем среди исследований компактных лазеров.

1.4.1. Волноводные структуры

Волноводные структуры обычно подразделяются на две группы в соответствии с их геометрией: плоская – планарные волноводы (одномерное ограничение светового поля) и канальная – трубчатые волноводы (двумерное ограничение светового поля). Волновод образует материал с высоким показателем преломления (сердцевина), который находится в оболочке из материала с более низким показателем преломления. Благодаря разнообразию технологий изготовления, волноводы могут использоваться в различных твердотельных усиливающих средах. Схемы различных конфигураций волноводов приведены на рис. 4.



Рис. 4. (а) Планарный волновод; канальный волновод с прямоугольной (б) и цилиндрической (в) геометрией сердцевины. n₁ и n₂ – показатели преломления подложки и сердцевины, соответственно (n₂> n₁), n₃ – показатель преломления внешней среды (например, воздух) [134].

Как правило, для эффективной генерации лазерных импульсов, особенно в режиме синхронизации мод, в волноводных лазерах важно обеспечить хорошее качество пучка, поскольку возбуждение поперечных мод более высокого порядка нарушит процесс формирования импульсов из-за межмодового взаимодействия. Число m поперечных оптических мод на длине волны λ, которые может поддерживать волновод, определяется выражением (5, 6) для симметричных планарных волноводов и трубчатых волноводов, соответственно [135]:

$$m = \frac{2d_p}{\lambda} NA \tag{5}$$

$$m \approx \pi (\frac{2d_t}{\lambda})^2 (NA)^2 \tag{6}$$

где d_p – толщина планарного волновода, d_t – диаметр трубчатого волновода. Числовая апертура (NA) волновода определяется как синус максимального угла падающего луча по отношению к оси волновода. Согласно (5) и (6) волновод, поддерживающий распространение только одной поперечной моды, может быть создан путем правильной подборки размера его сердцевины и разницы в изменении показателя преломления между сердцевиной и оболочкой. Для этого необходимо определить оптимальную технологию изготовления волноводов с высокими характеристиками (низкими потерями и одномодовым распространением) в определенной усиливающей среде. Генерация непрерывного излучения в волноводных лазерах осуществляется давно. Однако волноводные свойства также позволяют более эффективно получать УКИ в стандартных твердотельных лазерах.

1.4.2. Волноводные лазеры с гигагерцовой частотой повторения

Лазерная запись волноводов с помощью фемтосекундных импульсов является одним из методов создания волноводных структур в стеклах и кристаллах [136–139]. Первые работы по созданию волноводов методом прямой фемтосекундной записи были продемонстрированы в 1996 году [129–134]. Волноводные лазеры, созданные методом прямой фемтосекундной записи, были продемонстрированы на кристаллах Nd: YAG [146,147], Yb: YAG [148], а также в кристаллической керамике Nd: YAG [149].

В отличие от плоской геометрии, волноводные лазеры с канальной геометрией обладают некоторыми преимуществами с точки зрения компактности, гибкости и интеграции. Кроме того, в канальных волноводах намного проще поддерживать режим работы лазера на основной поперечной моде из-за геометрической симметрии. Сфокусированные фемтосекундные импульсы локализовано изменяют оптические свойства внутри небольшого объема материала, в том числе показатель преломления, без использования маски, что позволяет изготавливать волноводы путем простого сканирования лазерного луча или материала. Этот метод применим к большому количеству оптических материалов. Подробное обсуждение механизма модификации материала при микрообработке фемтосекундного С помощью лазера приведено в статьях [140,142].

Структурные модификации прозрачных диэлектриков, индуцированные фемтосекундным лазером, можно подразделить на два типа, в зависимости от интенсивности лазерных фемтосекундных импульсов. В случае низкоинтенсивного лазерного облучения, т.е. режима слабого повреждения (модификация I типа), работающего ниже порога оптического повреждения, формируется плавное изменение показателя преломления в сфокусированной

области. Для высоких интенсивностей возникает серьезное повреждение (модификация типа II) с образованием локализованных дефектов и перестройки структуры материала [145,150]. Знак изменения показателя преломления сильно зависит от механизмов модификации и, что более важно, от условий лазерного воздействия и материала облучаемого образца. Геометрии волноводов, полученные методом прямой записи пучком фемтосекундного лазера, в прозрачных диэлектриках разделяются на волноводы «однолинейные» (модификация типа I) и «двухлинейные» (модификация типа II) и волноводы с вдавленной оболочкой – канал распространения (сердцевина), окруженный множеством дорожек с пониженным показателем преломления (модель оптоволокна) (модификация типа I или II), как показано на рис. 5.



Рис. 5. Принципиальные схемы изготовления волноводов с помощью метода прямой фемтосекундной лазерной записи [140]: (а) однолинейный волновод на основе модификации типа I, (б) двухлинейные волноводы на основе двух параллельных дорожек модификации типа II и (в) волноводы с вдавленной оболочкой. Штрихи представляют собой следы, индуцированные сфокусированным излучением фемтосекундного лазера, а пунктирные линии указывают пространственное расположение сердцевины волновода.

Волноводные лазеры, основанные на различной геометрии, созданные методом прямой фемтосекундной записи, были реализованы в различных твердотельных усиливающих средах от монокристаллов и поликристаллической керамики до аморфных стекол [140,145].

В волноводных лазерах с модуляцией добротности используют различные геометрии волновода и материалы насыщающихся поглотителей [151–171]. Геометрическая гибкость, которую предлагают волноводы, созданные методом прямой фемтосекундной записи, показана за счет записи таких волноводных структур, как волноводы с двойной оболочкой [168], волноводы с У-образными ветвями [169] и волноводы с оптической решетчатой оболочкой [170]. Последняя геометрия одновременно обеспечивает возможность трехмерного прохождения света через волновод, управления световым пучком, а также эффективную генерацию. Данные результаты открывают новые возможности для создания многофункциональных волноводных лазеров. Кроме того, на основе волноводов, созданных в кристаллах Nd: YAG и Yb: YAG, были продемонстрованы высокоэнергетичные лазеры, работающие в режиме модуляции добротности. Были получены лазерные импульсы с пиковой мощностью до 7 кВт в волноводах трубчатого типа, созданных в кристалле Nd: YAG [163], и средней выходной 5,6 Вт при дифференциальной эффективности ло 74% мошностью В «двухлинейных» волноводах, созданных в кристалле Yb: YAG [166].

Исследования импульсных волноводных лазеров, созданных методом прямой фемтосекундной записи, работающих в режиме синхронизации мод с использованием насыщающихся поглотителей, начинались с создания волноводных лазеров на основе фосфатного стекла, легированного Er/Yb, и висмутатного стекла, легированного Er [172,173]. За счет использования кольцевых волокон и полимерных пленок ОУНТ были получены импульсы длительностью 320 фс с частотой повторения 40 МГц на длине волны 1,5 мкм [173]. В волноводных лазерах на основе висмутатных стекл, легированных Yb, из-за отсутствия управления дисперсией был получен только режим синхронизации мод с модуляцией добротности, при этом длительности импульсов составила 1.06 пс с частотой повторения 1.5 ГГц на длине волны 1039 нм [37]. В качестве НП использовалось выходное зеркало с графеновым покрытием. Режим синхронизации мод с модуляцией добротности был также получен в волноводных Tm: YAG, Ho: YAG и Nd: YVO₄ лазерах с частотой повторения импульсов 7.8, 5.9

и 6.5 ГГц [39,174–177]. Приведенные исследования хорошо отражают типичные характеристики импульсного лазера, обеспечиваемые компактным волноводным резонатором: высокая частота повторения импульсов, но сложное управление Формирование воздушного интерферометра между выходным дисперсией. зеркалом с насыщающимся поглотителем и торцом волновода оказалось необходимым для обеспечения контроля дисперсии. В волноводных Ti: Sa лазерах использованием «двухлинейных» волноводов были получены импульсы с фемтосекундной длительности [33]. Импульсы длительностью 41.4 фс с частотой повторения 21.25 ГГц представляют собой рекордные значения для любого типа волноводных лазеров, работающих в режиме непрерывной синхронизации мод. Такие характеристики были получены в кристалле Ті: Sa за счет широкой полосы усиления среды и использования интерферометра Жира-Турнуа для компенсации дисперии. За счет использования трубчатого волновода, созданного в солегированном Er/Yb/Ce стекле ZBLAN (фторцирконатное стекло состава ZrF₄-BaF₂-LaF₃-AlF₃-NaF), был получен режим синхронизации мод с частотой повторения импульсов 156 МГц и их длительностью 180 фс [178]. Спектральная ширина полосы на длине волны 1550 нм составила 25 нм, что является первым экспериментальным подтверждением пропускания спектральной полосы более 10 нм в волноводном лазере, работающем в режиме пассивной непрерывной синхронизацией мод. Режим непрерывной синхронизации мод с частотой повторения импульсов 11.3 и 2.08 ГГц и длительностью 16.7 и 1.89 пс, соответственно, был продемострирован в волноводных Nd: YAG (волноводные структуры трубчатого типа) и Yb: YAG («двухлинейные» волноводные структуры) лазерах, в которых для управления дисперсией в резонаторе использовался интерферометр Жира-Турнуа, заполненный воздухом [30,38,179].

В таблице 1 приведены основные опубликованные результаты работ по волноводным лазерам с непрерывной пассивной синхронизацией мод на основе различных конструкций резонатора, типов волноводов и насыщающихся поглотителей [30,33,172,173,178,180–188].

			Lasing Wavelongth	Repetition	Pulse	Peak					
Host Material	Waveguide Type	SA Material	(nm)	(MHz)	(ps)	(W)					
External cavity scheme contains free-space optical propagation											
$\rm Er/Yb:$ phosphate glass	Ion-exchanged slab	SESAM	1545	25	1.07	23.6					
${\rm Er/Yb:} phosphate glass$	Ion-exchanged slab	SESAM	1533.5	472	6	1.6					
$\rm Er/Yb:$ phosphate glass	Ion-exchanged slab	SESAM	1534	750	6	1.6					
Er/Yb/Ce:ZBLAN glass	Fs-laser-written cladding	SESAM	1550	156	0.18	260					
Yb:YAG ceramic	Tape-casted sandwich	SESAM	1030	97.79	2.95	1300					
Cr:ZnSe ceramic	Fs-laser-written cladding	SESAM	2475	308.1	0.683	431					
Yb:YAG crystal	Fs-laser-written double-line	SWCNT	1030.5	2080	1.89	81.9					
External cavity scheme	contains fiber ring cavit	У									
Er/Yb:phosphate glass	Fs-laser-written single-line	SWCNT	1535	16.74	1.6	3.7					
Er:bismuthate glass	Fs-laser-written single-line	SWCNT	1560	40	0.32	97.7					
Quasi-monolithic cavity	scheme contains an equ	ivalent GTI res	onator for soli	ton formatio	n						
Yb:phosphate glass	Ion-exchanged embedded	SESAM	1058	4926	0.74	20.7					
Er/Yb:phosphate glass	Ion-exchanged embedded	Quantum dot SESAM	1556	6800.3	2.5	0.8					
Yb:phosphate glass	Ion-exchanged embedded	SESAM	1050	15,200	0.738	8.8					
Nd:YAG crystal	Fs-laser-written cladding	Graphene	1064	11,260	16.7	0.06					
Ti:sapphire crystal	Fs-laser-written double-line	Graphene	798.5	21,250	0.0414	122.8					
$\rm Nd: YVO_4\ crystal$	Fs-laser-written cladding	ReSe_2	1064	6500	29	1.3					

Таблица 1. Результаты работ по волноводным лазерам с непрерывной пассивной синхронизацией мод на основе различных конструкций резонатора, типов волноводов и насыщающихся поглотителей [189].

Основные результаты работ по волноводным лазерам, работающим в режиме синхронизации мод с модуляцией добротности, приведены в таблице 2 [37,39,174–177,190–192].

Host Material	Waveguide Type	SA Material	Lasing Wavelength (nm)	Repetition Rate (MHz)	Pulse Duration (ps)	Peak Power (W)
Quasi-monolithic cav	ity scheme					
Yb:bismuthate glass	Fs-laser-written single-line	Graphene	1039	1514	1.06	126
Tm:YAG ceramic	Fs-laser-written cladding	Graphene	1943.5	7800	_	-
Er/Yb:phosphate glass	Ion-exchanged embedded	Graphene	1535	6800	6	0.66
Ho:YAG crystal	Fs-laser-written cladding	Graphene	2091	5900	-	1600
$\rm Nd{:} YVO_4\ crystal$	Fs-laser-written cladding	Graphene, MoS_2 , Bi_2Se_3	1064	6436-6556	26-52	1.1–1.6
$\rm Nd{:}YVO_4\ crystal$	Fs-laser-written cladding	Nanoparticle-modified graphene	1064	6440	33	0.7
$Nd:YVO_4$ crystal	Fs-laser-written cladding	$\begin{array}{c} {\rm Nanoparticle-modified} \\ {\rm LiNbO}_3 \end{array}$	1064	6400	74.1	-
External cavity scheme	me contains free-s	pace optical propagatio	n			
Tm:ZBLAN glass	Fs-laser-written cladding	$\begin{array}{l} {\rm Graphene,\ CNT,}\\ {\rm Bi}_{2}{\rm Te}_{3},\ {\rm MoS}_{2},\ {\rm MoSe}_{2},\\ {\rm WS}_{2},\ {\rm WSe}_{2},\ {\rm BP,\ ITO} \end{array}$	1865–1880	436	_	_

Таблица 2. Результаты работ по волноводным лазерам, работающих в режиме синхронизации мод с модуляцией добротности, на основе различных конструкций резонатора, типов волноводов и насыщающихся поглотителей [189].

Таким образом, создание волноводных структур внутри активной среды и использование насыщающегося поглотителя на основе углеродных наноматериалов является перспективным направлением создания лазерных источников УКИ с высокой частотой повторения в широком спектральном диапазоне. Для реализации такого источника необходимо провести исследование волноводных структур, режима пассивной синхронизации мод и режимов генерации в лазере на основе активной среды, в которой можно создавать волноводы. Nd: YAG – доступный кристалл, для которого известна методика записи волноводов, понятны возможные источники накачки и методы диагностики излучения. Разработка и исследование волноводного лазера на основе кристалла Nd: YAG и графена в качестве насыщающегося поглотителя, позволит детально изучить все этапы создания УКИ лазеров с высокой частотой повторения и в дальнейшем применять полученные знания для других активных сред.

ГЛАВА 2. ВОЛНОВОДНЫЙ Nd: YAG ЛАЗЕР

2.1. Исследование режимов генерации и пассивной синхронизации мод с гигагерцовой частотой повторения импульсов в твердотельном Nd: YAG лазере.

2.1.1 Создание Nd:YAG лазера с волноводными структурами диаметром 30 мкм

В ходе диссертационной работы был создан твердотельный волноводный Nd: YAG лазер, работающий в режиме пассивной синхронизации мод на основе графена. Схема данного лазера показана на рисунке 6.



Рис. 6. Экспериментальная схема волноводного Nd: YAG лазера: НП – выходное зеркало с нанесенным насыщающимся поглотителем на основе графена, ФД – фотодиод.

При работе с волноводами маленького диаметра необходимо использовать одномодовый источник излучения накачки для получения эффективной генерации на основной моде (TEM 00). В данной схеме для накачки активного элемента используется излучение непрерывного Ti: Sa лазера с центральной длиной волны 808 нм и средней мощностью 600 мВт. Излучение накачки фокусируется в
волноводную структуру, созданную внутри кристалла Nd: YAG (1 ат.%) методом прямой записи пучком фемтосекундного лазера [147]. Волновод трубчатого типа с оболочкой пониженного показателя преломления и диаметром сердцевины 30 мкм записан пучком фемтосекундного лазера, излучающего импульсы длительностью 180 фс на длине волны 1030 нм. Лазерный пучок фокусировался в объёме кристалла Nd: YAG на глубине около 200 мкм объективом с числовой апертурой NA=0,65 и цилиндрической линзой с фокусным расстоянием f = -400 мм, помещённой непосредственно перед объективом по ходу пучка. Таким образом, после объектива создавался астигматичный пучок с двумя эллиптичными в поперечном сечении пучка перетяжками и соотношением большой и малой осей эллипса около 10. Образец помещался на прецизионный подвижный трехкоординатный стол фирмы Aerotech, и сканировался относительно перетяжки пучка вдоль всей длины кристалла, в результате чего в образце оставался след уменьшенного показателя преломления (трек) на величину 5*10-3. Запись проводилась перетяжкой ближайшей к объективу, а дальняя перетяжка не производила никакой модификации кристалла, потому что энергия импульса в этой перетяжке была уже порога модификации. Большая ось эллиптичной ниже перетяжки была ориентирована вдоль сканирования, то есть была параллельна записываемому треку. Поляризация была перпендикулярна направлению сканирования.

Оболочка волновода сформирована 32 параллельными треками, расположенными по образующей цилиндра, при этом сердцевина осталась нетронутой областью кристалла (рис. 7).



Рис. 7. Фотография волноводных структур, созданных в кристалле Nd: YAG, диаметром 20-30 мкм. На рисунке отмечены размеры данных структур.

Кристалл с записанным волноводом был отожжён на воздухе при температуре 1200°С в течении 24 часов, чтобы уменьшить механические напряжения, возникшие в процессе записи в областях, прилегающих к трекам. Затем торцы кристалла полировались по лазерному качеству чистоты и плоскостности. На один из торцов было нанесено диэлектрическое дихроичное зеркало, с коэффициентом отражения более 99.8% (HR) в области 1000- 1100 нм, и менее 4% в области накачки (790-820 нм).

Плоскопараллельный резонатор образован двумя зеркалами: дихроичным зеркалом HR, нанесенным на входной торец кристалла, и выходным зеркалом с коэффициентом отражения 98% на длине волны 1064 нм. Элементом, обеспечивающим пассивную синхронизацию мод, является насыщающийся поглотитель (НП) на основе графена, нанесенный непосредственно на выходное зеркало резонатора. Для прецизионного контроля длины резонатора выходное зеркало с графеном оснащено пьезоэлектрическим элементом.

Для изготовления насыщающегося поглотителя одноатомный слой углерода (графен) был синтезирован методом химического осаждения из газовой фазы (CVD) на медной фольге с последующим травлением и осаждением на зеркало [193]. На рис. 8 представлена зависимость изменения поглощения ($\Delta A = A_1 e^{-x/t_1} + A_2 e^{-x/t_2}$, где t_1 и t_2 – характерные времена релаксации) однослойного графена от времени задержки, полученная методом накачки-зондирования [194]. Данная зависимость демонстрирует характерные время релаксации графена ($t_1 < 1$ пс, $t_2 < 3$ пс).

На рисунке 9 представлены (а) микрофотография торца кристалла с записанным волноводом и (б) профиль пучка генерации в волноводе (генерация на основной поперечной моде).



Рис. 8. Зависимость изменения поглощения однослойного графена от времени задержки, полученная методом накачки-зондирования. На вставке представлен вид выходного зеркала, на которое нанесен однослойный графен.



Рис. 9. (а) Микрофотография волновода, (б) профиль пучка, демонстрирующий модовый состав излучения в волноводе.

2.1.2 Исследование режимов генерации в Nd: YAG лазере с волноводными структурами диаметром 30 мкм

Частота повторения импульсов в режиме пассивной синхронизации мод определяется временем двойного обхода резонатора. Таким образом, резонатор с длиной ~8.4 мм обеспечивает частоту повторения импульсов ~9.8 ГГц. Для точной подстройки длины резонатора выходное зеркало было оснащено пьезоэлементом, который осуществлял перемещение в диапазоне 2 мкм, соответственно, перестройку частоты с точностью до единиц МГц.

В представленной конструкции лазера, между непросветленным торцом активного кристалла и выходным зеркалом образуется внутрирезонаторный интерферометр (рис. 10).



Рис. 10. Схема резонатора волноводного Nd: YAG лазера с образованным воздушным интерферометром.

Интерферометр является дисперсионным элементом, который вносит временную задержку распространения излучения, зависящую от длины волны. Соответственно, в зависимости от изменения расстояния между торцом кристалла и выходным зеркалом должно наблюдаться периодическое изменение спектрально-временных характеристик выходного излучения. На рисунке 11 представлены полученные: (а) осциллограмма выходного излучения, измеренная с помощью фотодиода (ДИЛАЗ ДФДМШ 40-16, полоса пропускания 16 ГГц) и осциллографа (Tektronix DPO 71604C, полоса пропускания 16 ГГц), (б) радиочастотный и (в) оптический спектры волноводного Nd:YAG лазера, измеренные с помощью анализатора оптического (ANDO AQ6317B, разрешение 0.01 нм) и радиочастотного (Agilent N9020A, разрешение 2 Гц) спектра, соответственно. Средняя мощность выходного излучения составляла 1 мВт. Высокая частота повторения импульсов затрудняет выполнять измерения длительности импульса с помощью автокоррелятора. Поэтому для измерения длительности отдельных генерируемых импульсов в режиме реального времени использовалась электронно-оптическая камера PS-1/S1 с временным разрешением 1 пс [195]. Длительность полученных импульсов составила менее 20 пс.

На рис. 11 (а) наблюдается модуляция мощности выходного излучения, которая приводит к дополнительным линиям в радиочастотном спектре (рис. 11 (б). Радиочастотный спектр демонстрирует частоту повторения импульсов (формула 1). При этом из рис. 11 (в) видно, что в оптическом спектре присутствует генерация на двух длинах волн (1061.58 и 1064.18 нм). Благодаря высокому разрешению анализатора оптического спектра, в спектрах генерации наблюдаются продольные моды резонатора. Модуляция мощности выходного излучения и, соответственно, появление дополнительных частот связаны с несфазированностью продольных мод резонатора (временная задержка между импульсами), вызванная наличием дисперсии в среде.

Аналогичный вид осциллограммы и спектров выходного излучения наблюдался при различной длине резонатора. С помощью точной подстройки выходного зеркала пьезоэлементом не удавалось получить одну спектральную составляющую в радиочастотном спектре в окрестности 10 ГГц.



Рис. 11. (а) Осциллограмма выходного излучения лазера, (б) радиочастотный и (в) оптический спектры.

В Nd: YAG вблизи 1 μm существует несколько энергетических переходов, соответствующих длинам волн 1061.58 (9420 см⁻¹), 1064.18 (9397 см⁻¹) и 1064.55 нм (9394 см⁻¹) [108]. Экспериментально полученный спектр выходного излучения соответствует генерации на переходах с подуровней R₁ и R₂ энергетического уровня ${}^{4}F_{3/2}$ в ионе Nd³⁺ на расщепленный уровень ${}^{4}I_{11/2}$ (отмечены на рис. 12). На рисунке 12 представлен измеренный спектр люминесценции кристалла Nd: YAG.



Рис. 12. Спектры люминесценции, полученные экспериментально в волноводной структуре (красная кривая), в исходной области Nd: YAG (синяя кривая). Суммарная кривая рассчитанных спектров люминесценции соответствует длинам волн 1061.58 нм (розовая область), 1064.18 нм (зеленая область) и 1064.55 нм (синяя область) в волноводной структуре (штрих-черная кривая) и схема энергетических переходов, соответствующая длинам волн 1061.58, 1064.18, 1064.55 нм.

Полученные спектры люминесценции демонстрируют различие между интенсивностями пиков для лазерных переходов, соответствующих длинам волн 1061.58, 1064.18 и 1064.55 нм. Сечение перехода $R_2 \rightarrow Y_3$ на длине волны 1064.18 нм - $\sigma_{1064.18} = 45.8 * 10^{-20}$ см². Переход на $\lambda = 1061.58$ нм ($\sigma_{1061.58} = 22.8 *$

 10^{-20} см²) имеет общий верхний уровень R₁ с переходом на $\lambda = 1064.55$ нм ($\sigma_{1064.55} = 8.1 * 10^{-20}$ см²) [196]. Также было проведено сравнение спектров люминесценции, полученных при распространении излучения накачки через исходную область Nd: YAG и волноводную структуру (на рис. 12 синяя и красная кривая, соответственно). Условие генерации на нескольких лазерных переходах в Nd: YAG лазере выполнимо при конструкции резонатора, которая обеспечивает спектральную зависимость внутрирезонаторных потерь. Для синхронизации мод излучения, генерируемого на нескольких переходах, необходимо компенсировать временную задержку между продольными модами, то есть обеспечить равное время полного обхода резонатора.

2.1.3 Расчет параметров внутрирезонаторного интерферометра

Для исследования возможных режимов работы созданного волноводного лазера был проведен расчет параметров внутрирезонаторного интерферометра.

Коэффициент отражения интерферометра:

$$R = 1 - \frac{(1 - r_1)(1 - r_2)}{(1 - \sqrt{r_1 r_2})^2 + 4\sqrt{r_1 r_2} \left(\sin\left[\pi \frac{lgap}{\lambda}\right] \right)^2},$$
(7)

где $r_1 = 8.44\%$ - коэффициент отражения торца кристалла Nd: YAG, $r_2 = 98\%$ - коэффициент отражения выходного зеркала, l_{gap} – длина интерферометра.

Длина интерферометра определялась, исходя из разности длины резонатора $(L = c/2\nu n, r \text{де } c - \text{скорость света в вакууме}, \nu - частота повторения импульсов, n - показатель преломления), и длины кристалла, которая была измерена до проведения экспериментов (<math>L_{cr} = 8.06$ мм).

Зависимость логарифмических потерь $g_{losses} = -\ln R$ от длины интерферометра для длин волн 1061 и 1064 нм показана на рис. 13 (а).

Для выполнения условия двухволновой генерации необходимо, чтобы потери, вносимые интерферометром, на длине волны 1064 превышали потери на 1061 нм. Представленная на рис. 13 (а) периодическая зависимость потерь (*g*_{losses}) показывает возможность генерации на двух длинах волн.

Дисперсия групповых скоростей, вносимая интерферометром:

$$GDD = 2\pi \left(2\frac{l_{gap}}{c}\right)^2 \frac{(r_1^2 - r_2^2)2r_1r_2\sin[4\pi\frac{l_{gap}}{\lambda}]}{(r_2^2 - r_1^2 - 2r_1r_2\cos[4\pi\frac{l_{gap}}{\lambda}])^2}.$$
(8)

Соответствующая групповая задержка, вносимая интерферометром [123]:

$$t = \left(2\frac{l_{gap}}{c}\right) \times \frac{r_1^2 - r_2^2}{(r_1^2 - r_2^2 + 2r_1r_2\cos(4\pi \frac{l_{gap}}{\lambda}))}$$
(9)

На рис. 13 (б) представлена периодическая зависимость групповой задержки от длины интерферометра, рассчитанная для продольных мод излучения в окрестностях длин волн 1061 и 1064 нм.



Рис. 13. (а) Изменение потерь в резонаторе, вносимых интерферометром, (б) временная задержка для продольных мод на длинах волн 1061 и 1064 нм в зависимости от длины интерферометра в диапазоне 386 – 388 мкм.

На основе полученных данных была рассчитана зависимость частоты повторения импульсов с учетом распределения продольных мод на длинах волн 1061 и 1064 нм от длины интерферометра (рис. 14).



Рис. 14. Зависимость частоты повторения импульсов с учетом распределения продольных мод на длинах волн 1061 и 1064 нм от длины интерферометра (а) в диапазоне 386-388.5 мкм; (б) в диапазоне 386.8-387.2 мкм. Голубым отмечены положения, при которых внутрирезонаторные потери на длине волны 1064 нм превышают потери на длине волны 1061 нм.

При длине интерферометра ~ 387 мкм рассчитанная временная задержка между модами на длине волны 1064 нм составляет ~ 50 фс, а на длине волны 1061 нм – близка к нулю. Соответственно, на длине волны 1061 нм при l_{gap} ~ 387 мкм возможно получение режима пассивной синхронизации мод.

2.1.4 Пассивная синхронизация мод на длине волны 1061 нм

Для выделения излучения одной компоненты генерации (1061 или 1064 нм) использовался оптический фильтр, расположенный вне резонатора. В работе использовался перестраиваемый в диапазоне длин волн от 1040 до 1080 нм фильтр (OF-LINK TOF-1064) с шириной полосы пропускания 1 нм и диаметром входного волокна 6 мкм. Тонкопленочный фильтр состоит из нескольких слоев прозрачного диэлектрического материала с различными показателями преломления, нанесенных последовательно друг за другом на оптическую подложку. На каждой границе раздела между слоями из-за различия их показателей преломления часть падающего светового пучка отражается обратно. Этот отраженный свет усиливает

или подавляет падающий (отраженная волна интерферирует с падающей) в зависимости от длины волны. Подобрав правильным образом показатель преломления и толщину каждого слоя, фильтр будет пропускать нужный диапазон длин волн и отражать все остальные. На рисунке 15 представлена фотография настраиваемого фильтра и его чертеж.



Рис. 15. Схема и общий вид ручного настраиваемого фильтра TOF-1064.

Поскольку выходная мощность из волноводного Nd: YAG лазера составляла 1 мВт, перед фильтрацией излучения было необходимо его усилить. На рисунке 16 представлена экспериментальная схема по усилению и фильтрации излучения волноводного Nd: YAG лазера (master oscillator 1061 and 1064 nm): выходное излучение усиливалось в волоконном иттербиевом усилителе и затем с помощью фильтра TOF-1064 выбирался нужный диапазон длин волн.



Рис. 16. Оптическая схема экспериментальной установки: МО - задающий генератор, YbFA - иттербиевый волоконный усилитель, TOF - перестраиваемый фильтр TOF-1064.

Волоконный усилитель (схема на рис. 17 (а) был реализован на иттербиевом активном GTWave волокне длиной 16 м с накачкой полупроводниковым лазерным диодом с длиной волны 976 нм [197,198]. Для предотвращения попадания обратной мощности в задающий генератор перед усилителем включался волоконный оптический изолятор.

б)

a)



Рис. 17. (а) Волоконный усилитель: 1-оптический изолятор; 2-активное волокно, легированное ионами иттербия; 3-лазерный диод накачки; 4-оптический волоконный ответвитель 99/1; (б) Фото волоконного усилителя в модульном исполнении.

Частотный и оптический спектр выходного излучения контролировались на выходе волоконного ответвителя. На рисунке 18 продемонстрирован оптический спектр на выходе волоконного усилителя, а именно усиленное спонтанное излучение (УСИ) без задающего сигнала.



Рис. 18. Оптический спектр усиленного спонтанного излучения волоконного иттербиевого усилителя без сигнала от задающего генератора (ток I=1.5 A).

Иттербиевый волоконный усилитель проверялся при помощи задающего генератора (LD&TEC Controller) при разных уровнях накачки (рис. 19). Мощность задающего генератора Рсигн = 0.647 мВт. Максимальный коэффициент усиления получен при значении тока 5 (А) и составлял G (-dB) = 30.75.



Рис. 19. Зависимость выходной мощности усиленного сигнала от тока.

На рисунке 20 представлен оптический спектр усиленного сигнала волноводного Nd: YAG лазера. Выходная мощность из лазера составляла 0.2 мВт, после усилителя она составила 9 мВт.



Рис. 20. Оптический спектр усиленного излучения волноводного Nd: YAG лазера в логарифмическом масштабе.

Затем усиленное излучение лазера проходило через оптический фильтр, который был настроен на пропускание длины волны в области 1061 нм. На рисунке 21 приведены (а) осциллограмма, (б) радиочастотный и (в) оптический спектры выходного излучения лазера, после усиления и прохождения оптического фильтра на длине волны 1061 нм.

Как показано на рисунке 21, импульсы распространяются с периодом следования ~102 пс, а радиочастотный спектр содержит только одну компоненту. Таким образом, используя селективный элемент на основе одномодового оптического волокна вне резонатора, получена последовательность пикосекундных импульсов с частотой повторения 9.8 ГГц.

При выделении излучения на длине волны 1064 нм радиочастотный спектр содержит набор неэквидистантных линий (спектр имеет вид аналогичный радиочастотному спектру, полученному на рис. 11 (б), по-видимому, связанных с неполной синхронизацией мод.

Используя волноводный Nd: YAG лазер в качестве задающего генератора для волоконного иттербиевого усилителя, была достигнута выходная мощность 530 мВт.



Рис. 21. (а) Осциллограмма, (б) радиочастотный и (в) оптический спектры выходного излучения волноводного Nd: YAG лазера на длине волны 1061 нм.

2.1.5 Сравнение экспериментальных радиочастотных спектров с расчетными

На рисунке 22 представлены экспериментальные радиочастотные спектры, полученные при выделении излучения на длинах волн 1061 нм и 1064 нм, и частоты повторения импульсов, рассчитанные при длине интерферометра равной 387 мкм.



Рис. 22. (а) Радиочастотные спектры, полученные в эксперименте, и (б) рассчитанные при длине интерферометра равной 387 мкм.

Частоты повторения, рассчитанные для интерферометра с длиной 387 мкм, хорошо согласуются с радиочастотными спектрами, полученными в эксперименте. В случае, если интерферометр вносит временную задержку близкую к 0, частоты представляют собой эквидистантный спектр и наблюдается генерация пикосекундных импульсов, как это было продемонстрировано в эксперименте на длине волны 1061 нм (рис. 21). При этом продольные моды на длине волны 1064 нм не синхронизированы. Такая зависимость радиочастотного спектра согласуется с экспериментальными данными и качественно объясняет полученные режимы работы лазера, а также возможность перестройки между ними.

Выводы по главе 2.1

1. На основе волновода в кристалле Nd:YAG и однослойного графена создан твердотельный пикосекундный лазер с частотой повторения импульсов 9.8 ГГц, работающий на длинах волн 1061 и 1064 нм.

2. С помощью перестраиваемого фильтра на основе одномодового оптического волокна вне резонатора, получена последовательность пикосекундных импульсов с частотой повторения 9.8 ГГц на длине волны 1061 нм.

3. Продемострировано использование волноводного Nd:YAG лазер в качестве задающего генератора для волоконного Yb усилителя. Мощность усиленного сигнала составила 530 мВт.

4. Управление потерями и дисперсией за счет настройки внутрирезонаторного интерферометра позволяет перестраивать длину волны и частоту повторения импульсов, соответственно.

5. Продемонстрирована возможность одновременной двухволновой генерации в режиме пассивной синхронизации мод с использованием одного насыщающегося поглотителя на основе графена.

Результаты, представленные в главе 2.1, опубликованы в следующих работах, включенных в перечень рецензируемых научных изданий ВАК:

A1. **M. V. Ponarina**, A. G. Okhrimchuk, M. G. Rybin, M. P. Smayev, E. D. Obraztsova, A. V. Smirnov, I. V. Zhluktova, V. A. Kamynin, T. V. Dolmatov, V. V. Bukin, P. A. Obraztsov, "Dual-wavelength generation of picosecond pulses with 9.8 GHz repetition rate in Nd:YAG waveguide laser with graphene," Quantum Electron. **49**, 365–370 (2019).

A2. **M. V. Ponarina**, A. G. Okhrimchuk, M. G. Rybin, P. A. Obraztsov, "GHz Repetition Rate of Picosecond Pulses in a Nd:YAG Waveguide Laser," Bull. Lebedev Phys. Inst. **46**, 100–103 (2019).

A3. M. V. Ponarina, A. G. Okhrimchuk, M. P. Smayev, P. A. Obraztsov, "Dual-Wavelength Mode-Locking of Waveguide Nd:YAG Laser with Graphene," in 2019 Conference on Lasers and Electro-Optics Europe European Quantum Electronics Conference (CLEO/Europe-EQEC) (2019).

2.2 Исследование методов управления режимами генерации и пассивной синхронизации мод в компактном Nd: YAG лазере

2.2.1 Создание компактного Nd:YAG лазера с волноводными структурами диаметром 20 мкм и одномодовым излучением накачки

Как было сказано в предыдущей главе, чтобы получить стабильную последовательность пикосекундных импульсов, необходимо было изолировать одну длину волны с помощью оптического фильтра вне резонатора. Используя этот подход, в волноводном лазере Nd: YAG была получена пассивная синхронизация мод на длине волны 1061 нм с частотой следования импульсов 9.8 ГГц и длительностью импульса менее 20 пс. Однако использование дополнительных элементов вне резонатора существенно усложняет оптическую схему и не обеспечивает компактность устройства. Поэтому было необходимо усовершенствовать оптическую схему для возможности управления характеристиками лазера и переключения между длинами волн генерации.

Для решения данной задачи внутри кристалла Nd: YAG были записаны одномодовые волноводы с диаметром сердцевины 20 мкм. На рис. 23 показана экспериментальная схема Nd: YAG лазера, микрофотография волноводной структуры и распределение интенсивности лазерного излучения внутри волновода.

Накачка активного элемента осуществляется непрерывным одномодовым диодным лазером (Thorlabs LD808-SE500) с длиной волны 808 нм и максимальной выходной мощностью 500 мВт. Эффективность поглощенного излучения накачки в волноводной структуре составила 20% (подробно описано в параграфе 2.2.2). Резонатор образован двумя плоскими зеркалами, перпендикулярными волноводу: дихроичным зеркалом HR в диапазоне 1060–1070 нм, нанесенным на торец кристалла, и выходным зеркалом (R = 99%) с нанесенным насыщающимся поглотителем на основе графена.



Рис. 23. Компактный Nd: YAG лазер с одномодовыми волноводными структурами диаметром 20 мкм: λ/2 – полуволновая пластина, НП – выходное зеркало с нанесенным насыщающимся поглотителем на основе графена, ФД – фотодиод.

2.2.2 Определение эффективности оптической накачки волноводного лазера

Для того, чтобы сделать оценку эффективности оптической накачки волноводного лазера, было использовано приближение для четырехуровневой модели лазера [28]. Чтобы соответствовать приближению, расчет был упрощен, предполагая, что волноводный Nd: YAG лазер генерирует на торцах кристалла в непрерывном режиме. Таким образом, в данном расчете не рассматриваются потери, связанные с интерферометром, насыщающимся поглотителем и т.п.

Оценка эффективности поглощенного излучения накачки в волноводе была проведена, исходя из следующих параметров: доля генерируемых фотонов, выходящих из резонатора, квантовая эффективность лазера, доля поперечного сечения активной среды, которая была засвечена пучком накачки, и дифференциальная квантовая эффективность лазера.

Для получения дифференциальной квантовой эффективности волноводного Nd: YAG лазера на торцах кристалла были проведены эксперименты по генерации лазера без выходного зеркала с графеновым насыщающимся поглотителем (НП) (рис. 24).



Рис. 24. Схема экспериментальной установки без выходного зеркала и НП: ФД – фотодиод.

Накачка активного элемента осуществляется непрерывным одномодовым диодным лазером (Thorlabs LD808-SE500) с длиной волны 808 нм и максимальной выходной мощностью 500 мВт. Резонатор образован дихроичным зеркалом HR в диапазоне 1060–1070 нм, нанесенным непосредственно на передний торец кристалла, и торцом кристалла Nd: YAG, непрозрачного в диапазоне 1060–1070 нм, с коэффициентом отражения 0.08.

В ходе эксперимента была получена зависимость выходной мощности генерации волноводного Nd: YAG лазера от мощности накачки (рис. 25).

Следует отметить, что в волноводном Nd: YAG лазере без выходного зеркала с НП можно получить генерацию только на длине волны 1064 нм. Порог генерации наблюдается при мощности накачки 150 мВт.



Рис. 25. Зависимость выходной мощности лазера от мощности накачки, полученная в волноводном Nd: YAG лазере без выходного зеркала и НП.

Используя данные, представленные на рисунке 25, была произведена оценка дифференциальной квантовой эффективности лазера:

$$\eta_s = \frac{\Delta P_{out}}{\Delta P_{pump}} \tag{10}$$

Расчетная дифференциальная квантовая эффективность лазера составляет около 0.1.

Эффективность поглощенного излучения накачки в волноводе:

$$\eta_p = \frac{\eta_s}{\left(\frac{\gamma_2}{2\gamma}\right)\left(\frac{\lambda_p}{\lambda}\right)\left(\frac{A_b}{A}\right)} \tag{11}$$

где $\eta_s = 0.1$ — экспериментально установленная дифференциальная квантовая эффективность волноводного Nd: YAG лазера без выходного зеркала с НП, $\gamma_2 = -Ln(R_2)$ — логарифмические потери за проход, вызванные коэффициентом отражения торца кристалла ($R_2 \approx 0.08$), $\gamma = -Ln(1 - L_i) + \frac{\gamma_2}{2}$ — общие логарифмические внутренние потери за проход ($L_i \approx 0.5$ — потери в волноводе), $\lambda_p = 808$ нм — длина волны накачки, $\lambda = 1064$ нм — длина волны генерации, $A = \pi r^2$ — площадь поперечного сечения активной среды (радиус волновода r = 10 мкм), $A_b \approx A$ — площадь поперечного сечения моды (площадь пучка).

Подставляя эти значения в уравнение (11), была получена эффективность оптической накачки волноводного лазера $\eta_p \approx 0.2$. Это означает, что поглощенная мощность накачки в волноводе составляет только 20% от общей мощности накачки.

2.2.3 Исследование зависимости режимов генерации лазера от параметров излучения накачки

Алюмо-иттриевый гранат (YAG) имеет кубическую симметрию и, таким образом, является оптически изотропным в ненапряженном состоянии. Как правило, волноводы с трубчатой оболочкой, созданные в Nd: YAG, должны поддерживать направление поляризации основной моды излучения, сохраняя исходную поляризацию излучения накачки после распространения по волноводу. Однако механические напряжения, сопровождающие процесс записи (особенно в волноводах меньшего диаметра), могут повлиять на распределение показателя преломления внутри сердцевины волновода, что, в свою очередь, может приводить к поляризационным потерям и эффектам деполяризации [140,199]. С другой стороны, индуцированная накачкой анизотропия усиления может проявляться в зависимости порогов генерации и интенсивности поляризационных мод от ориентации поляризации накачки [200]. Таким образом, поляризация накачки дает еще одну степень свободы для управления характеристиками генерации компактных волноводных лазеров.

Чтобы выяснить, вносит ли волноводная структура какую-либо поляризационную анизотропию в активную среду, в оптическую схему была интегрирована полуволновая пластина (обозначена λ/2 на рис. 23) для управления поляризацией излучения лазерного диода, используемого для накачки волноводной структуры. На рисунке 26 приведено сравнение состояния поляризаций

низкоинтенсивного излучения накачки с длиной волны 808 нм, прошедшего через структуру волновода, с излучением накачки, прошедшем через исходную часть кристалла Nd: YAG (то есть вне волновода) для двух ориентаций полуволновой пластины (0° и 45°), соответствующим горизонтально и вертикально поляризованному излучению. Измерения показывают, что структура одномодового волновода незначительно ($\rho \approx 0.2$) деполяризует свет накачки на длине волны 808 нм, в то время как ориентация поляризации излучения, прошедшего через исходную часть кристалла Nd: YAG, остается неизменной.



Рис. 26. Зависимости прошедшего излучения накачки от угла поляризатора, расположенного после кристалла Nd: YAG, полученные при горизонтальной (красная кривая) и вертикальной (черная кривая) поляризации накачки: справа - в исходной области Nd: YAG, слева - в волноводной структуре.

Более того, распределения интенсивности люминисценции (рис. 12) не зависят от поляризации излучения накачки. Полученные данные свидетельствуют о сохранении объемных свойств Nd: YAG внутри волноводной структуры.

Для исследования характеристик генерации внутри волноводной структуры была увеличена мощность накачки. На рис. 27 представлены спектры выходного излучения волноводного Nd: YAG лазера, полученные при мощности накачки ниже порога генерации. Полученные спектры имеют вид, характерный для усиленного спонтанного излучения (УСИ). В измеренных спектрах наблюдаются хорошо

разрешенные пики с одинаковыми интервалами между ними, соответствующими продольным модам резонатора, что позволяет оценить его длину. Измеренные межмодовые расстояния 36 пм соответствуют резонатору длиной 8.63 мм. Как показано на рисунке 27, соотношение пиков интенсивности в спектрах УСИ сильно зависит от ориентации пластины $\lambda/2$ (в отличие от данных спонтанной люминесценции, показанных на рисунке 12).



Рис. 27. (а) Спектры усиленного спонтанного излучения, полученные при горизонтальной (красный) и вертикальной (черный) поляризации накачки. На вставке представлена фотография кристалла с проходящим через волновод излучением накачки (стрелки соответствуют ориентации поляризации накачки). (б) Рассчитанные спектры УСИ соответствуют длинам волн 1061.58 нм (розовая область), 1064.18 нм (зеленая область) и 1064.55 нм (синяя область) при горизонтальной (красная кривая) и вертикально (черная кривая) поляризованной накачке в волноводной структуре. На вставке показаны все кристаллографические направления кристалла Nd: YAG (излучение накачки распространяется по кристаллографической оси [320]).

Различия в профилях УСИ связаны с небольшим изменением оптического спектра накачки и смещением пучка накачки при повороте пластинки λ/2. Это

происходит из-за обратного отражения излучения накачки в резонатор лазерного диода. В данной схеме использовался очень чувствительный лазерный диод, поэтому даже незначительное обратное отражение изменяет режим его генерации. Этот эффект демонстрирует исключительную чувствительность усиления в волноводе к параметрам накачки (таким как длина волны, поляризация, положение и размер пучка). Управление этими параметрами должно позволить переключаться между режимами генерации на нескольких лазерных переходах в кристалле Nd: YAG. При повороте пластины $\lambda/2$ на 0° спектры усиленного спонтанного излучения на длинах волн 1061 и 1064 нм становятся сопоставимы. Исходя из этого, можно предположить, что при повышении мощности горизонтально поляризованной накачки возможно осуществить одновременную генерацию на нескольких энергетических переходах, соответствующих длинам волн 1061.58, 1064.18 и 1064.55 нм.

На рисунке 28 показаны зависимости одно- (1064 нм) и двухволнового (1061 + 1064 нм) режимов генерации от поглощенной мощности горизонтально поляризованного излучения накачки. Распределение мощности между двумя лазерными переходами рассчитывалось пропорционально площадям спектров для каждой длины волны. Порог генерации в двухволновом режиме наблюдался при поглощенной мощности излучения накачки 44 мВт.

Полученное распределение мощности между длинами волн 1061 и 1064 нм при двухволновой генерации в основном связаны с эффектами, вызванными излучением накачки. Данные эффекты возникают из-за высокой интенсивности накачки (I_{max} = 24 кВт/см²), которая вызывает тепловое расширение кристалла Nd: YAG. По мере расширения кристалла расстояние между кристаллом и выходным зеркалом уменьшается. Это изменяет количество продольных мод в полосе усиления, соответственно, сдвигая оптические спектры выходного излучения.



Рис. 28. (а) Зависимости выходной мощности от поглощенной мощности накачки при одно- (коричневая кривая) и двухволновой (красная кривая) генерации, полученные при горизонтальной поляризации накачки, и распределение выходной мощности между 1061 (штрих-синяя кривая) и 1064 нм (штрих-черная кривая) при двухволновом режиме, (б) зависимости выходных оптических спектров от угла поворота поляризатора, установленного после кристалла Nd: YAG.

Поляризация выходного излучения лазера как на длине волны 1061 нм, так и на длине волны 1064 нм всегда ориентирована вертикально (с небольшой деполяризацией) и не зависит от параметров накачки. Поляризация выходного излучения определяется волноводными потерями, которые связаны с геометрией волноводной структуры ee ориентацией В кристалле относительно И кристаллографических осей активной среды. В данном кристалле волноводы были созданы вдоль кристаллографической оси [320]. Для наглядности было проведено сравнение зависимостей разности волноводных потерь при распространении ортогональных поляризаций излучения от длины волны для случаев: 1) волновод создан вдоль кристаллографической оси [320] (красная кривая на рис. 29), 2) вдоль кристаллографической оси [100] (черная кривая на рис. 29). Для расчета волноводных потерь использовалось решение волнового уравнения в частотной области, учитывающее распределение показателя преломления В треках волноводов [201-203].



Рис. 29. Расчетная зависимость разности волноводных потерь при распространении вертикальной и горизонтальной поляризации излучения (∆ волноводных потерь = верт. потери – гор. потери) от длины волны для кристаллографических осей [320] и [100] (красная и черная кривые, соответственно).

Таким образом, полученные зависимости мощности выходного излучения от поглощенной мощности накачки хорошо согласуются со спектрами усиленной спонтанной люминесценции и подтверждают возможность одно- (1064) и двухволновой (1061 + 1064) генерации в волноводном Nd: YAG лазере.

2.2.4 Переключение между одно- и двухволновой генерации на длинах волн 1061 и 1064 нм в режиме пассивной синхронизации мод

Ha рисунке 30 показаны оптические спектры, осциллограммы И радиочастотные спектры выходного излучения волноводного лазера в зависимости интерферометра, изменения длины полученные при OT горизонтально поляризованном излучении накачки (P_{pump} = 63 мВт). Осциллограммы и радиочастотные спектры были получены с помощью осциллографа с полосой пропускания 16 ГГц. Как видно из рис. 30 (а), согласно спектрам УСИ, в резонаторе

всегда имеется несколько продольных мод, соответствующих различным переходам в Nd: YAG лазере. Изменение длины интерферометра приводит к периодическому изменению внутрирезонаторных потерь. Когда усиление моды превышает уровень потерь в резонаторе, она может в нем существовать. Таким образом, в зависимости от размера воздушного зазора можно получить генерацию одного или нескольких цугов импульсов в режиме синхронизации мод с периодами ~ 105 пс (частота повторения в диапазоне 9.5 ГГц). Радиочастотный спектр содержит одну или несколько компонент, соответствующих генерации на одной или нескольких длинах волн. В частности, при двухволновой генерации лазер, работающий в режиме пассивной синхронизации мод, излучает серию импульсов с центрами на длинах волн 1061.58 нм и 1064.55 нм, соответствующие переходам с общего верхнего уровня R₁ на Y₂ и Y₃ (см. рис. 12). Интерференция между этими цугами, имеющими несколько разную частоту повторения, приводит к частоте биений 40 МГц, что соответствует периоду 25 нс (рис. 30 (в). В одноволновом режиме непрерывная синхронизация мод реализуется на длине волны 1064.18 нм (рис. 30 (б). Генерация на длине волны 1061.58 нм возможна только путем выделения с помощью дополнительного фильтра от выходного сигнала с двумя длинами волн из-за меньшего поперечного сечения усиления, чем у 1064.18 нм. Следовательно, в зависимости от воздушного зазора между торцом кристалла и выходным зеркалом волноводный Nd: YAG лазер работает в режиме непрерывной синхронизации мод на одной, двух или нескольких длинах волн.



Рис. 30. (a) Зависимость выходных оптических спектров от изменения длины интерферометра (от 0 до 2 мкм) и распределение лазерных переходов в оптических спектрах (красный спектр – 1064.18 нм, синий спектр – 1061.58 и

1064.55 нм), (б) осциллограммы сигналов, полученные при генерации в режиме пассивной синхронизацией мод на одной (1064.18 нм) и двух (1061,58 и 1064,55 нм) длинах волн, (в) соответствующие радиочастотные спектры с одной (9,53 ГГц) и двумя (9,49 и 9,45 ГГц) компонентами. 2.2.5 Получение режима пассивной синхронизации мод на длине волны 1064 нм в волноводном Nd: YAG лазере с гигагерцовой частотой повторения импульсов с выходным зеркалом T=38%

Для достижения стабильной пассивной синхронизации мод в качестве выходного зеркала обычно используют зеркала с высоким коэффициентом отражения (T<10%) [25,204–206]. Однако для активных сред со сложным профилем усиления, обеспечивающим возможность генерации на разных длинах волн (например, Nd: YAG), использование выходного зеркала с пропусканием менее 10% может привести к одновременной генерации на нескольких длинах волн. В главе 2 был продемонстрован двухволновой волноводный Nd: YAG лазер, работающий в режиме пассивной синхронизации мод на основе графена, с выходным зеркалом T = 2%. Однако для достижения стабильной генерации пикосекундных импульсов необходимо было изолировать центральную длину волны генерации с помощью внешнего спектрального фильтра, расположенного вне лазерного резонатора. Использование дополнительного элемента существенно усложняет оптическую схему, приводит к потере мощности излучения и не позволяет сделать ее компактной.

Для получения режима пассивной синхронизации мод на длине волны 1064 нм была реализована экспериментальная схема, представленная на рис. 31.

Плоскопараллельный резонатор образован двумя зеркалами: дихроичным зеркалом HR, нанесенным на входную грань кристалла, и выходным зеркалом с коэффициентом пропускания (T=38%) на длинах волн 1060-1070 нм. Элементом, обеспечивающим пассивную синхронизацию мод, также является насыщающийся поглотитель на основе графена, нанесенный непосредственно на выходное зеркало. Экспериментально полученные оптические спектры волноводного Nd: YAG лазера с а) выходным зеркалом T=38% и б) T=2% представлены на рис. 32. При мощности накачки 310 мВт средняя выходная мощность составила 10 мВт и 4 мВт, соответственно.



Рис. 31. Экспериментальная схема волноводного Nd: YAG лазера с выходным зеркалом T=38%: НП - выходное зеркало с нанесенным насыщающимся поглотителем на основе графена, ФД – фотодиод.



Рис. 32. Зависимость выходных оптических спектров от смещения пьезоэлемента, установленного на выходное зеркало резонатора (от 0 до 2.2 мкм) (а) T=38%, (б) T=2%.

Полученные оптические спектры демонстрируют, что вероятность двухволнового режима (1061 нм + 1064 нм) в волноводном Nd: YAG лазере с T=2% выше, чем с T=38%. Исходя из вышеизложенного, двухволновая генерация осуществляется, когда потери, вносимые интерферометром на длине волны 1064 нм, превышают потери на 1061 нм или величина потерь на длинах волн 1061 и 1064 нм сравнима.

Расчетная зависимость внутрирезонаторных потерь от длины интерферометра ($g_{losses} = -\ln R \ (l_{gap})$ представлена на рис. 33. Как видно из рис. 33, амплитуда периодической модуляции и значения потерь, вносимых интерферометром с выходным зеркалом T=38% по сравнению с T=2%, в 1.5 и 20 раз выше, соответственно.



Рис. 33. Расчетные внутрирезонаторные потери на длинах волн 1061 (синий) и 1064 (красный) нм в зависимости от длины интерферометра с выходными зеркалами а) T = 38% и б) T = 2%. Выделенные области показывают, что генерация только на длине волны 1064 нм.

На рис. 34 показаны (а) осциллограмма, (б) радиочастотный и (в) оптический спектры выходного излучения лазера, полученного при генерации на одной длине волны (1064 нм) с выходным зеркалом T = 38%.



Рис. 34. (а) Осциллограмма, (б) радиочастотный и (в) выходной оптический спектры одноволнового волноводного Nd: YAG лазера.

Как следует из этого рисунка, импульсы распространяются с периодом повторения ~ 105 пс, а в радиочастотном спектре присутствует только одна составляющая – 9.5 ГГц. Выходная мощность составляла 18 мВт при мощности накачки 310 мВт.

Выводы по главе 2.2

1. Создан компактный волноводный Nd: YAG лазер с использованием в качестве накачки излучение одномодового лазерного диода на центральной длине волны 808 нм.

2. Продемонстрирована одновременная непрерывная синхронизация мод на частоте 9.5 ГГц на длинах волн 1061 нм и 1064 нм в одномодовом волноводном Nd: YAG лазере с графеновым насыщающимся поглотителем.

3. Контролируя параметры накачки и внутрирезонаторные потери, реализуется переключение между одно- и двухволновой синхронизацией мод в одномодовом волноводном Nd: YAG лазере с графеновым насыщающимся поглотителем.

4. Используя в резонаторе волноводного Nd: YAG лазера выходное зеркало с коэффициентом пропускания 38%, была получена синхронизация мод на длине волны 1064 нм без осуществления контроля параметров накачки и дополнительных фильтрующих элементов.

Результаты, представленные в главе 2.2, опубликованы в следующих работах, включенных в перечень рецензируемых научных изданий ВАК:

A4. **M. Ponarina**, A. Okhrimchuk, G. Alagashev, G. Orlova, T. Dolmatov, M. Rybin, E. Obraztsova, V. Bukin, and P. Obraztsov, "Wavelength-switchable 9.5 GHz graphene mode-locked waveguide laser," Appl. Phys. Express **14**, 72001 (2021).

A5. **M. V. Ponarina**, A. G. Okhrimchuk, M. G. Rybin, T. V. Dolmatov, V.V. Bukin, and P. A. Obraztsov, "Switching between single- and dual-wavelength mode-locking in waveguide Nd:YAG laser with graphene saturable absorber," in *2020 International Conference Laser Optics (ICLO)* (2020).

A6. **M. Ponarina**, A. Okhrimchuk, T. Dolmatov, M. Rybin, E. Obraztsova, V. Bukin, and P. Obraztsov, "Intracavity losses effect on mode-locking in a waveguide laser with graphene saturable absorber," Laser Phys. Lett. **19(1)**, 015001 (2022).

А7. **М.В. Понарина**, А.Г. Охримчук, М.Г. Рыбин, Е.Д. Образцова, Т.В. Долматов, В.В. Букин, П.А. Образцов, «Одно- и двухволновая генерация пикосекундных импульсов с частотой повторения 9.5 ГГц в волноводном Nd:YAG лазере,» СПЕЦВЫПУСК «ФОТОН-ЭКСПРЕСС-НАУКА 2021» **6**, 142 (2021).
ГЛАВА 3. ВОЛНОВОДНЫЙ Tm: YAP ЛАЗЕР

<u>3.1. Применение подхода, апробированного на Nd: YAG, для создания</u> волноводного Tm: YAP лазера.

3.1.1 Создание Тт: YAP лазера с волноводными структурами диаметром 30 мкм

Лазерные системы, работающие в диапазоне длин волн около 2 мкм, являются источниками безопасного для глаз излучения и обладают преимуществом для ряда приложений: лидары, системы обнаружения газов, прямая оптическая связь, а также за счет хорошего поглощения в воде такие лазеры востребованы для медицинских применений.

Кристалл Tm: YAP был выбран исходя из следующих критериев: ширина генерации данной активной среды позволяет получать ультракороткие импульсы, известна методика создания волноводов в кристалле Tm: YAP, существуют компактные лазерные диоды для накачки данной среды.

В рамках данной работы был создан волноводный Tm: YAP лазер, работающий в режиме пассивной синхронизации мод, с высокой частотой повторения импульсов (рис. 35). Основным подходом для создания такого источника являлось использование волноводных структур внутри активной среды Tm: YAP и насыщающегося поглотителя на основе графена.

В данной схеме излучение накачки на длине волны 804 нм от диодного лазера PUMA-808-15 заводилось в торец волновода через многомодовый световод (диаметр сердцевины 100 мкм), двухлинзовый конденсор с уменьшением диаметра пятна в 2 раза (линзы f=50 мм и 25.4 мм, соответсвенно) и глухое дихроичное зеркало (R>99,5% в диапазоне 1.9-2.0 мкм и R<10% на 0.8 мкм). Выходной торец кристалла был просветлен в диапазоне длин волн 1.9-2.0 мкм. Пропускание выходного зеркала составляло 15% на 1.95 мкм. Насыщающийся поглотитель

также был синтезирован методом химического осаждения из газовой фазы (CVD) и нанесен непосредственно на выходное зеркало резонатора. Длина резонатора составляла 9.7 MM. Эффективность поглощенного излучения накачки В волноводной структуре составила 13% (оценивалось как в параграфе 2.2.2). Излучение накачки фокусируется в волноводную структуру диаметром 30 мкм, созданную внутри кристалла Tm: YAP (5 ат.%, n=1.9228) вдоль оси [010] методом прямой записи пучком фемтосекундного лазера на длине волны 1030 нм при длительности импульсов 180 фс и частоте повторения 5 кГц. Лазерный пучок при записи распространялся перпендикулярно оси кристалла ВДОЛЬ [110] И фокусировался объективом Olympus 50x с коррекцией сферических аберраций. Таким образом, в кристалле Tm: YAP на глубине 200 мкм от полированной поверхности были записаны волноводы с оболочкой пониженного показателя 0.0067, 64-72 преломления состоящие ИЗ параллельных на треков. Микрофотография торца волновода и пространственное распределение излучения накачки приведены на вставке рис. 35.



Рис. 35. Схема волноводного Тт: YAP лазера: НП – выходное зеркало с нанесенным насыщающимся поглотителем на основе графена, ФД - фотодиод.

3.1.2 Исследование режимов генерации в Тт: YAP лазере с волноводными структурами диаметром 30 мкм

было Как уже сказано выше, для получения режима пассивной синхронизации мод на выходное зеркало резонатора был нанесен монослой графена, который также использовался как насыщающийся поглотитель для реализации экспериментов в предыдущей главе. Однако, в случае генерации излучения в волноводном Tm: YAP лазере в области 2 мкм, одноатомный слой графена не внес значительных изменений в режим работы лазера. Для повышения эффективности работы лазера в режиме пассивной синхронизации мод (увеличение потерь) в данном эксперименте использовалось выходное зеркало, на которое градиентно было нанесено 5 слоев графена (рисунок 36). Использование многослойного графена в качестве насыщающегося поглотителя в лазере, генерирующем на длине волны ~ 2 мкм, было продемонстрировано в [39]. Монослои графена наносились последовательно: сначала 2 слоя на ³/₄ площади зеркала (области 2, 3 и 5 на рис. 36), затем 1 слой на ½ площади зеркала (области 3 и 5 на рис. 36) и после еще 2 слоя на ¼ площади зеркала (область 5 на рис. 36).



Рис. 36. Фотография выходного зеркала с градиентно нанесенными слоями графена. Цифры напротив каждой секции обозначают количество слоев.

Порог генарации волноводного Tm: YAP лазера наблюдался при поглощенной мощности накачки 100 мВт (рис. 37). Дифференциальная квантовая эффективность при генерации лазера на участке выходного зеркала без графена составила 4.4 %, в то время как на участке с 5 слоями графена – 3.9 %.



Рис. 37. Зависимость выходной мощности излучения от поглощенной мощности накачки.

На рисунке 38 представлена осциллограмма выходного излучения, измеренная с помощью фотодиода (ЕОТ ЕТ-5000, полоса пропускания 10 ГГц) и осциллографа (Tektronix DPO 71604C, полоса пропускания 16 ГГц).

При использовании участка выходного зеркала с 5 нанесенными слоями графена наблюдалась генерация волноводного Tm: YAP лазера в режиме пассивной синхронизации мод с модуляцией добротности, как видно на рис. 38. Период модуляций, которыми прорезаны наносекундные импульсы, составил 125 пс, что соответствует частоте повторения импульсов 8 ГГц (рис. 39).



Рис. 38. Осциллограмма выходного излучения волноводного Tm: YAP лазера. На вставке представлена развертка по времени в наносекундном масштабе.



Рис. 39. Радиочастотный спектр излучения волноводного Тт: ҮАР лазера. На вставке показана несущая частота 8 ГГц с разрешением 10 кГц в диапазоне частот 30 МГц.

Радиочастотный спектр был также получен с помощью (ЕОТ ЕТ-5000, полоса пропускания 10 ГГц) и осциллографа (Tektronix DPO 71604C, полоса пропускания 16 ГГц). На вставке рис. 39 показан радиочастотный спектр в диапазоне 8.02 – 8.05 ГГц, полученный с помощью фотодиода (ЕОТ ЕТ-5000, полоса пропускания 10 ГГц) и анализатора радиочастотного спектра (Anritsu MS2840A, полоса пропускания 26.5 ГГц, разрешение 1 Гц). На вставке рис. 39 видно, что спектр содержит несколько радиочастотных компонент в области частот 8 ГГц, связанных с продольными модами резонатора (аналогично рис. 11 (б) главы 2.1.2). Также на рис. 39 видна дополнительная спектральная линия, соответствующая второй гармонике на частоте ~ 16 ГГц, что подтверждает наличие режима синхронизации мод. Стоит отметить, что амплитуда данной спектральной линии ограничена полосой пропускания фотодиода (10 ГГц) и осциллографа (16 ГГц).

Оптический спектр излучения волноводного Tm: YAP лазера, измеренный с помощью анализатора оптического спектра (Yokogawa AQ6375B, разрешение 0.1 нм), продемонстрирован на рис. 40. Длина волны излучения составила 1936.5 нм.



Рис. 40. Оптический спектр волноводного Тт: ҮАР лазера.

Анализируя уже полученные результаты, изложенные в предыдущих главах, в волноводном Tm: YAP лазере получение режима непрерывной пассивной синхронизации мод и, соответственно, одной спектральной линии в радиочастотном спектре, ограничено недостаточным уровнем вносимых потерь в резонаторе и наличием временной задержки между импульсами (дисперсией среды).

3.1.3 Исследование режимов генерации в волноводном Тт: YAP лазере с использованием интерферометра Жира-Турнуа

Для осуществления контроля внутрирезонаторных потерь и компенсации дисперсии в среде в волноводном Tm: YAP лазере было предложено использовать интерферометр Жира-Турнуа. Интерферометр был образован между непросветленным торцом кристалла Tm: YAP и выходным зеркалом. Отличие данного кристалла Tm: YAP от кристалла, который использовался в главах 3.1.1-3.1.2 (рис. 35), заключалось только в наличии непросветленного выходного торца. Выходное зеркало резонатора с нанесенным насыщающимся поглотителем на основе графена было оснащено пьезоэлектрическими элементами, которые давали возможность перемещать зеркало в диапазоне от 0 до 2 мкм.

На рисунке 41 представлены оптические спектры волноводного Tm: YAP лазера в зависимости от изменения длины резонатора.

Изменение длины резонатора приводит к периодическому изменению внутрирезонаторных потерь. Таким образом, в волноводном Tm: YAP лазере наблюдается одно- и двухволновая генерация с перестройкой длины волны в диапазоне 1925-1950 нм.



Рис. 41. Зависимость выходных оптических спектров от смещения пьезоэлемента, установленного на выходное зеркало резонатора (от 0 до 2 мкм).

Исследование режимов генерации в волноводном Tm: YAP лазере показало, что использование волноводных структур в качестве активной среды и графена в качестве насыщающегося поглотителя является универсальным подходом для создания компактных лазеров с гигагерцовой частотой повторения импульсов в широком спектральном диапазоне. В ходе дальнейшей работы планируется более детальное изучение режимов генерации волноводного Tm: YAP лазера (как было сделано в главе 2 с активной средой Nd: YAG) и получение режима непрерывной синхронизации мод за счет увеличения глубины модуляции графена.

Выводы по главе 3

1. Продемонстрирована применимость подхода, основанного на использовании волноводных структур внутри твердотельных активных сред и насыщающегося поглотителя на основе графена, на активной среде Tm: YAP.

2. На основе волновода в кристалле Тт: YAP и графена создан твердотельный лазер с частотой повторения импульсов 8 ГГц, работающий в диапазоне длин волн 1925-1950 нм.

3. Управление потерями и дисперсией за счет настройки внутрирезонаторного интерферометра позволяет перестраивать длину волны генерации.

Результаты, представленные в главе 3, опубликованы в следующих работах, включенных в перечень рецензируемых научных изданий ВАК:

А8. **М.В. Понарина**, А.Г. Охримчук, М.Г. Рыбин, В.В. Букин, П.А. Образцов, «Волноводный Тт: ҮАР лазер с частотой повторения импульсов 8 ГГц,» Краткие сообщения по физике ФИАН, **49**(**7**), 50-59 (2022).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. На основе волноводных структур в кристалле Nd: YAG и однослойного графена созданы твердотельные пикосекундные лазеры с частотой повторения импульсов 9.5 и 9.8 ГГц, работающие на длинах волн 1061 и 1064 нм.

2. Продемонстрировано использование волноводного Nd: YAG лазера с частотой повторения импульсов 9.8 ГГц в качестве задающего генератора для волоконного иттербиевого усилителя. Средняя мощность усиленного сигнала составила 530 мВт.

3. Продемонстрирована возможность одновременной двухволновой генерации в режиме пассивной синхронизации мод с использованием одного насыщающегося поглотителя на основе графена. Управление потерями и дисперсией за счет настройки внутрирезонаторного интерферометра позволяет перестраивать длину волны и частоту повторения импульсов, соответственно.

4. Продемонстрирована возможность переключения между одно- и двухволновой генерацией в режиме пассивной синхронизации мод с частотой повторения импульсов 9.5 ГГц за счет изменения параметров излучения накачки.

5. Получен режим синхронизации мод на длине волны 1064 нм в волноводном Nd: YAG лазере с выходным зеркалом с коэффициентом пропускания 38% без осуществления контроля параметров накачки и дополнительных фильтрующих элементов.

6. Продемонстрирована применимость подхода, основанного на использовании волноводных структур и насыщающегося поглотителя на основе графена, для различных твердотельных активных сред. На основе волновода в кристалле Tm: YAP и графена создан твердотельный лазер с частотой повторения импульсов 8 ГГц, работающий в диапазоне длин волн 1925-1950 нм.

СПИСОК ИСПОЛЬЗУЕМЫХ СОКРАЩЕНИЙ

ГГц, GHz – гигагерцовый

ИК – инфракрасный

УКИ – ультракороткие импульсы

Nd: YAG - иттрий-алюминиевый гранат, легированный ионами неодима

Tm: YAP – алюмоиттриевый перовскит, легированный ионами тулия

NA – числовая апертура

FWHM – полная ширина по уровню половины максимума

Cr²⁺: ZnSe - селенид цинка, легированный ионами хрома

Ті: Sa – монокристалл сапфира (корунда — Al_2O_3) с примесью ионов Ті³⁺

SESAM – зеркала с полупроводниковым насыщающимся поглотителем

CW – непрерывный режим

ОУНТ, МУНТ – однослойные или многослойные углеродные нанотрубки

НП – насыщающийся поглотитель

VECSEL – полупроводниковый лазер с вертикальным внешним резонатором

ZBLAN – фторцирконатное стекло состава ZrF₄-BaF₂-LaF₃-AlF₃-NaF

InGaAs – арсенид галлия-индия

GaAs – арсенид галлия

HR – High Reflectivity (высокая отражательная способность)

БЛАГОДАРНОСТИ

В заключение выражаю особую благодарность моему научному руководителю Образцову Петру Александровичу за актуальность выбранной тематики исследования, чуткое руководство, понимание и переданный опыт. Благодарю моих коллег Букина Владимира Валентиновича и Долматова Тимофея Васильевича за помощь в проведении экспериментов, интерес к моей научной работе и передаваемый опыт в экспериментальной деятельности. Огромную благодарность хотелось бы выразить моему коллеге Охримчуку Андрею Гордеевичу за предоставленные образцы кристаллов, ознакомление с технологией записи волноводов и помощь в анализе полученных данных. Благодарю Рыбина Максима Геннадьевича и Образцову Елену Дмитриевну за изготовление графеновых образцов и нанесение их на зеркала. Также благодарю директора ИОФ РАН Гарнова Сергея Владимировича за ценные рекомендации и предоставленную возможность заниматься экспериментальными исследованиями, используя передовое оборудование.

Выражаю благодарность всем сотрудникам лаборатории лазерной спектроскопии отдела колебаний ИОФ РАН за дружную обстановку, поддержку и помощь. Также благодарю всех сотрудников лаборатории фотоники: квантовые материалы и технологии за интересные идеи и советы.

Благодарю Жлуктову Ирину Вадимовну и Камынина Владимира Александровича за тесное сотрудничество и проведение совместного эксперимента по фильтрации и усилению выходного сигнала.

Выражаю благодарность преподавателям и аднимистративному составу аспирантуры Института Общей Физики им. А.М. Прохорова РАН за переданные знания, интересные лекции и семинары.

Отдельную благодарность выражаю своей семье, близким и друзьям за терпение и поддержку.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. W. Demtröder, Laser Spectroscopy (Springer Berlin Heidelberg, 2008).
- 2. D. G. Peterson and A. Yariv, "Interferometry and Laser Control with Solid Fabry– Perot Etalons," Appl. Opt. **5**, 985 (1966).
- 3. F. J. Duarte, Tunable Laser Applications, Third Edition (2016).
- 4. P. Hariharan, Basics of Holography (2002).
- 5. R. M. Measures, "Laser remote sensing fundamentals and applications.," (1984).
- 6. W. M. Steen, "Laser material processing An overview," in Journal of Optics A: Pure and Applied Optics (2003).
- B. Schenkel, J. Biegert, U. Keller, C. Vozzi, M. Nisoli, G. Sansone, S. Stagira, S. De Silvestri, and O. Svelto, "Generation of 3.8-fs pulses from adaptive compression of a cascaded hollow fiber supercontinuum," Opt. Lett. 28, 1987 (2003).
- L. F. Mollenauer, P. V Mamyshev, J. Gripp, M. J. Neubelt, N. Mamysheva, L. Grüner-Nielsen, and T. Veng, "Demonstration of massive wavelength-division multiplexing over transoceanic distances by use of dispersion-managed solitons," Opt. Lett. 25, 704–706 (2000).
- A. H. Zewail, "Femtochemistry: Atomic-Scale Dynamics of the Chemical Bond," J. Phys. Chem. A 104, 5660–5694 (2000).
- A. H. Zewail, "Femtochemistry: Recent Progress in Studies of Dynamics and Control of Reactions and Their Transition States," J. Phys. Chem. 100, 12701– 12724 (1996).
- 11. X. Liu, D. Du, and G. Mourou, "Laser ablation and micromachining with ultrashort laser pulses," IEEE J. Quantum Electron. **33**, 1706–1716 (1997).
- A. Bartels, R. Cerna, C. Kistner, A. Thoma, F. Hudert, C. Janke, and T. Dekorsy, "Ultrafast time-domain spectroscopy based on high-speed asynchronous optical sampling," Rev. Sci. Instrum. 78, 035107 (2007).
- T. Udem, R. Holzwarth, and T. W. Hänsch, "Optical frequency metrology," Nature 416, 233–237 (2002).
- 14. G. Mourou, B. Brocklesby, T. Tajima, and J. Limpert, "The future is fibre accelerators," Nat. Photonics **7**, 258–261 (2013).

- 15. D. E. Spence, P. N. Kean, and W. Sibbett, "60-fsec pulse generation from a self-mode-locked Ti:sapphire laser," Opt. Lett. **16**, 42 (1991).
- R. Ell, U. Morgner, F. X. Kärtner, J. G. Fujimoto, E. P. Ippen, V. Scheuer, G. Angelow, T. Tschudi, M. J. Lederer, A. Boiko, and B. Luther-Davies, "Generation of 5-fs pulses and octave-spanning spectra directly from a Ti:sapphire laser," Opt. Lett. 26, 373 (2001).
- J. J. Carvajal, G. Ciatto, X. Mateos, A. Schmidt, U. Griebner, V. Petrov, G. Boulon, A. Brenier, A. Peña, M. C. Pujol, M. Aguiló, and F. Díaz, "Broad emission band of Yb3+ in the nonlinear Nb:RbTiOPO4 crystal: origin and applications," Opt. Express 18, 7228 (2010).
- 18. H. Liu, J. Nees, and G. Mourou, "Diode-pumped Kerr-lens mode-locked Yb:KY(WO4)2 laser," Opt. Lett. 26, 1723 (2001).
- C. Hönninger, F. Morier-Genoud, M. Moser, U. Keller, L. R. Brovelli, and C. Harder, "Efficient and tunable diode-pumped femtosecond Yb:glass lasers," Opt. Lett. 23, 126 (1998).
- D. Huang, E. Swanson, C. Lin, J. Schuman, W. Stinson, W. Chang, M. Hee, T. Flotte, K. Gregory, C. Puliafito, and A. Et, "Optical coherence tomography," Science (80-.). 254, 1178–1181 (1991).
- J. Mertz, "Nonlinear microscopy: new techniques and applications," Curr. Opin. Neurobiol. 14, 610–616 (2004).
- 22. S.-W. Chu, T.-M. Liu, C.-K. Sun, C.-Y. Lin, and H.-J. Tsai, "Real-time secondharmonic-generation microscopy based on a 2-GHz repetition rate Ti:sapphire laser," Opt. Express **11**, 933–938 (2003).
- 23. A. Bartels, R. Gebs, M. S. Kirchner, and S. A. Diddams, "Spectrally resolved optical frequency comb from a self-referenced 5 GHz femtosecond laser," Opt. Lett. **32**, 2553–2555 (2007).
- 24. T. M. Fortier, P. A. Roos, D. J. Jones, S. T. Cundiff, R. D. R. Bhat, and J. E. Sipe, "Carrier-Envelope Phase-Controlled Quantum Interference of Injected Photocurrents in Semiconductors," Phys. Rev. Lett. **92**, 147403 (2004).
- 25. T. M. Fortier, A. Bartels, and S. A. Diddams, "Octave-spanning Ti:sapphire laser with a repetition rate >1 GHz for optical frequency measurements and comparisons," Opt. Lett. **31**, 1011 (2006).
- 26. H. Hu, F. Da Ros, M. Pu, F. Ye, K. Ingerslev, E. Porto da Silva, M. Nooruzzaman,

Y. Amma, Y. Sasaki, T. Mizuno, Y. Miyamoto, L. Ottaviano, E. Semenova, P. Guan, D. Zibar, M. Galili, K. Yvind, T. Morioka, and L. K. Oxenløwe, "Single-source chip-based frequency comb enabling extreme parallel data transmission," Nat. Photonics **12**, 469–473 (2018).

- 27. D. J. Jones, "Carrier-Envelope Phase Control of Femtosecond Mode-Locked Lasers and Direct Optical Frequency Synthesis," Science (80-.). **288**, 635–639 (2000).
- 28. O. Svelto, Principles of Lasers (Springer US, 2010).
- H. Yaguchi, Y. Tanaka, M. Jablonski, A. Rozhin, and M. Tokumoto, "Mode-locked Fiber Lasers based on a Saturable Absorber Incorporating Carbon Nanotubes," Proc. Opt. Fiber Commun. Conf.'03, Atlanta, GA PD44, (2003).
- 30. S. Y. Choi, T. Calmano, F. Rotermund, and C. Kränkel, "2-GHz carbon nanotube mode-locked Yb: YAG channel waveguide laser," Opt. Express **26**, (2018).
- Z. Sun, T. Hasan, F. Torrisi, D. Popa, G. Privitera, F. Wang, F. Bonaccorso, D. M. Basko, and A. C. Ferrari, "Graphene Mode-Locked Ultrafast Laser," ACS Nano 4, 803–810 (2010).
- 32. Q. Bao, H. Zhang, Y. Wang, Z. Ni, Y. Yan, Z. X. Shen, K. P. Loh, and D. Y. Tang, "Atomic-Layer Graphene as a Saturable Absorber for Ultrafast Pulsed Lasers," Adv. Funct. Mater. 19, 3077–3083 (2009).
- C. Grivas, R. Ismaeel, C. Corbari, C.-C. Huang, D. W. Hewak, P. Lagoudakis, and G. Brambilla, "Generation of Multi-Gigahertz Trains of Phase-Coherent Femtosecond Laser Pulses in Ti:Sapphire Waveguides," Laser Photon. Rev. 12, 1800167 (2018).
- 34. Z. Sun, T. Hasan, and A. C. Ferrari, "Ultrafast lasers mode-locked by nanotubes and graphene," Phys. E Low-dimensional Syst. Nanostructures **44**, 1082–1091 (2012).
- 35. C. Cihan, C. Kocabas, U. Demirbas, and A. Sennaroglu, "Graphene mode-locked femtosecond Alexandrite laser," Opt. Lett. **43**, 3969–3972 (2018).
- A. V Pushkin, E. A. Migal, S. Tokita, Y. V Korostelin, and F. V Potemkin, "Femtosecond graphene mode-locked Fe:ZnSe laser at 4.4 μm," Opt. Lett. 45, 738 (2020).
- R. Mary, G. Brown, S. J. Beecher, F. Torrisi, S. Milana, D. Popa, T. Hasan, Z. Sun, E. Lidorikis, S. Ohara, A. C. Ferrari, and A. K. Kar, "1.5 GHz picosecond pulse generation from a monolithic waveguide laser with a graphene-film saturable output coupler," Opt. Express 21, 7943 (2013).

- 38. A. G. Okhrimchuk and P. A. Obraztsov, "11-GHz waveguide Nd: YAG laser CW mode-locked with single-layer graphene," Sci. Rep. **5**, 11172 (2015).
- Yingying Ren, G. Brown, R. Mary, G. Demetriou, D. Popa, F. Torrisi, A. C. Ferrari, Feng Chen, and A. K. Kar, "7.8-GHz Graphene-Based 2-μm Monolithic Waveguide Laser," IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. 21, 395–400 (2015).
- 40. A. Martinez and S. Yamashita, "10 GHz fundamental mode fiber laser using a graphene saturable absorber," Appl. Phys. Lett. **101**, 2012–2015 (2012).
- H. Liu, C. Cheng, C. Romero, J. R. Vázquez de Aldana, and F. Chen, "Graphenebased Y-branch laser in femtosecond laser written Nd:YAG waveguides," Opt. Express 23, 9730 (2015).
- 42. P. A. Obraztsov, A. G. Okhrimchuk, M. G. Rybin, E. D. Obraztsova, and S. V. Garnov, "Multi-gigahertz repetition rate ultrafast waveguide lasers mode-locked with graphene saturable absorbers," Laser Phys. **26**, (2016).
- 43. R. C. Powell, S. A. Payne, L. L. Chase, and G. D. Wilke, "Index-of-refraction change in optically pumped solid-state laser materials," Opt. Lett. **14**, 1204–1206 (1989).
- 44. L. E. Hargrove, R. L. Fork, and M. A. Pollack, "LOCKING OF He–Ne LASER MODES INDUCED BY SYNCHRONOUS INTRACAVITY MODULATION," Appl. Phys. Lett. **5**, 4–5 (1964).
- 45. H. W. Mocker and R. J. Collins, "MODE COMPETITION AND SELF-LOCKING EFFECTS IN A Q -SWITCHED RUBY LASER," Appl. Phys. Lett. 7, 270–273 (1965).
- 46. A. J. DeMaria, D. A. Stetser, and H. Heynau, "SELF MODE-LOCKING OF LASERS WITH SATURABLE ABSORBERS," Appl. Phys. Lett. 8, 174–176 (1966).
- 47. U. Keller, D. A. B. Miller, G. D. Boyd, T. H. Chiu, J. F. Ferguson, and M. T. Asom, "Solid-state low-loss intracavity saturable absorber for Nd:YLF lasers: an antiresonant semiconductor Fabry–Perot saturable absorber," Opt. Lett. 17, 505 (1992).
- 48. B. J. Thompson, Solid-State Lasers and Applications (CRC Press, 2017).
- 49. C. V Shank and E. P. Ippen, "Subpicosecond kilowatt pulses from a mode-locked cw dye laser," Appl. Phys. Lett. **24**, 373–375 (1974).

- 50. I. S. Ruddock and D. J. Bradley, "Bandwidth-limited subpicosecond pulse generation in mode-locked cw dye lasers," Appl. Phys. Lett. **29**, 296–297 (1976).
- 51. J.-C. Diels, E. Van Stryland, and G. Benedict, "Generation and measurement of 200 femtosecond optical pulses," Opt. Commun. **25**, 93–96 (1978).
- 52. R. L. Fork, B. I. Greene, and C. V Shank, "Generation of optical pulses shorter than 0.1 psec by colliding pulse mode locking," Appl. Phys. Lett. **38**, 671–672 (1981).
- J. A. Valdmanis, R. L. Fork, and J. P. Gordon, "Generation of optical pulses as short as 27 femtoseconds directly from a laser balancing self-phase modulation, groupvelocity dispersion, saturable absorption, and saturable gain," Opt. Lett. 10, 131 (1985).
- 54. R. L. Fork, C. H. Brito Cruz, P. C. Becker, and C. V Shank, "Compression of optical pulses to six femtoseconds by using cubic phase compensation," Opt. Lett. **12**, 483 (1987).
- 55. G. T. Maker and A. I. Ferguson, "Frequency-modulation mode locking of a diodepumped Nd:YAG laser," Opt. Lett. **14**, 788 (1989).
- 56. U. Keller, K. D. Li, B. T. Khuri-Yakub, D. M. Bloom, K. J. Weingarten, and D. C. Gerstenberger, "High-frequency acousto-optic mode locker for picosecond pulse generation," Opt. Lett. **15**, 45 (1990).
- 57. K. J. Weingarten, U. Keller, D. C. Shannon, and R. W. Wallace, "Two-gigahertz repetition-rate, diode-pumped, mode-locked Nd:YLF laser," Opt. Lett. **15**, 962 (1990).
- 58. T. Juhasz, S. T. Lai, and M. A. Pessot, "Efficient short-pulse generation from a diode-pumped Nd:YLF laser with a piezoelectrically induced diffraction modulator," Opt. Lett. **15**, 1458 (1990).
- 59. D. Kuizenga and A. Siegman, "FM and AM mode locking of the homogeneous laser
 Part II: Experimental results in a Nd:YAG laser with internal FM modulation," IEEE J. Quantum Electron. 6, 709–715 (1970).
- 60. A. E. Siegman, Lasers (University Science Books, 1986).
- 61. P. F. Moulton, "Spectroscopic and laser characteristics of Ti:Al2O3," J. Opt. Soc. Am. B **3**, 125 (1986).
- 62. D. H. Sutter, G. Steinmeyer, L. Gallmann, N. Matuschek, F. Morier-Genoud, U. Keller, V. Scheuer, G. Angelow, and T. Tschudi, "Semiconductor saturable-

absorber mirror–assisted Kerr-lens mode-locked Ti:sapphire laser producing pulses in the two-cycle regime," Opt. Lett. **24**, 631 (1999).

- D. H. Sutter, L. Gallmann, N. Matuschek, F. Morier-Genoud, V. Scheuer, G. Angelow, T. Tschudi, G. Steinmeyer, and U. Keller, "Sub-6-fs pulses from a SESAM-assisted Kerr-lens modelocked Ti:sapphire laser: at the frontiers of ultrashort pulse generation," Appl. Phys. B 70, S5–S12 (2000).
- U. Morgner, F. X. Kärtner, S. H. Cho, Y. Chen, H. A. Haus, J. G. Fujimoto, E. P. Ippen, V. Scheuer, G. Angelow, and T. Tschudi, "Sub-two-cycle pulses from a Kerr-lens mode-locked Ti:sapphire laser: addenda," Opt. Lett. 24, 920 (1999).
- 65. A. Shirakawa, I. Sakane, M. Takasaka, and T. Kobayashi, "Sub-5-fs visible pulse generation by pulse-front-matched noncollinear optical parametric amplification," Appl. Phys. Lett. **74**, 2268–2270 (1999).
- A. Baltuška, Z. Wei, M. S. Pshenichnikov, D. A. Wiersma, and R. Szipőcs, "All-solid-state cavity-dumped sub-5-fs laser," Appl. Phys. B Lasers Opt. 65, 175–188 (1997).
- M. Nisoli, S. Stagira, S. De Silvestri, O. Svelto, S. Sartania, Z. Cheng, M. Lenzner, C. Spielmann, and F. Krausz, "A novel-high energy pulse compression system: generation of multigigawatt sub-5-fs pulses," Appl. Phys. B Lasers Opt. 65, 189– 196 (1997).
- C. P. Hauri, W. Kornelis, F. W. Helbing, A. Heinrich, A. Couairon, A. Mysyrowicz, J. Biegert, and U. Keller, "Generation of intense, carrier-envelope phase-locked few-cycle laser pulses through filamentation," Appl. Phys. B 79, 673–677 (2004).
- 69. M. Drescher, "X-ray Pulses Approaching the Attosecond Frontier," Science (80-.).
 291, 1923–1927 (2001).
- U. Keller, K. J. Weingarten, F. X. Kartner, D. Kopf, B. Braun, I. D. Jung, R. Fluck, C. Honninger, N. Matuschek, and J. Aus der Au, "Semiconductor saturable absorber mirrors (SESAM's) for femtosecond to nanosecond pulse generation in solid-state lasers," IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. 2, 435–453 (1996).
- 71. U. Keller, "Recent developments in compact ultrafast lasers," Nature **424**, 831–838 (2003).
- 72. U. Keller, "Semiconductor Nonlinearities for Solid-State Laser Modelocking and Q-Switching," in Semiconductors and Semimetals (1998), Vol. 59, pp. 211–286.
- 73. C. Hönninger, R. Paschotta, F. Morier-Genoud, M. Moser, and U. Keller, "Q-

switching stability limits of continuous-wave passive mode locking," J. Opt. Soc. Am. B **16**, 46 (1999).

- 74. G. J. Spühler, R. Paschotta, R. Fluck, B. Braun, M. Moser, G. Zhang, E. Gini, and U. Keller, "Experimentally confirmed design guidelines for passively Q-switched microchip lasers using semiconductor saturable absorbers," J. Opt. Soc. Am. B 16, 376 (1999).
- 75. G. Steinmeyer, "Frontiers in Ultrashort Pulse Generation: Pushing the Limits in Linear and Nonlinear Optics," Science (80-.). **286**, 1507–1512 (1999).
- 76. E. Innerhofer, T. Südmeyer, F. Brunner, R. Häring, A. Aschwanden, R. Paschotta, C. Hönninger, M. Kumkar, and U. Keller, "60-W average power in 810-fs pulses from a thin-disk Yb:YAG laser," Opt. Lett. 28, 367 (2003).
- 77. L. Krainer, R. Paschotta, S. Lecomte, M. Moser, K. J. Weingarten, and U. Keller, "Compact Nd:YVO/sub 4/ lasers with pulse repetition rates up to 160 GHz," IEEE J. Quantum Electron. 38, 1331–1338 (2002).
- 78. S. C. Zeller, L. Krainer, G. J. Spühler, R. Paschotta, M. Golling, U. Keller, D. Ebling, and K. J. Weingarten, "Passively mode-locked 50-GHz Er:Yb:glass laser," in Conference on Lasers and Electro-Optics/International Quantum Electronics Conference and Photonic Applications Systems Technologies (Optical Society of America, 2004), p. CFC1.
- R. Paschotta, L. Krainer, S. Lecomte, G. J. Spühler, S. C. Zeller, A. Aschwanden, D. Lorenser, H. J. Unold, K. J. Weingarten, and U. Keller, "Picosecond pulse sources with multi-GHz repetition rates and high output power," New J. Phys. 6, 174–174 (2004).
- R. Haring, R. Paschotta, F. Morier-Genoud, U. Keller, A. Garnache, U. Oesterle, J. S. Roberts, S. Hoogland, S. Dhanjal, and A. C. Tropper, "Passively mode-locked diode-pumped surface-emitting semiconductor lasers," in Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO 2000). Technical Digest. Postconference Edition. TOPS Vol.39 (IEEE Cat. No.00CH37088) (IEEE, 2000), pp. 97–98.
- R. Haring, M. Paschotta, A. Aschwanden, E. Gini, F. Morier-Genoud, and U. Keller, "High-power passively mode-locked semiconductor lasers," IEEE J. Quantum Electron. 38, 1268–1275 (2002).
- A. Aschwanden, D. Lorenser, H. J. Unold, R. Paschotta, E. Gini, and U. Keller, "21-W picosecond passively mode-locked external-cavity semiconductor laser," Opt. Lett. 30, 272 (2005).

- Ning Xiang, M. D. Guina, A.-M. Vainionpaa, J. Lyytikainen, S. Suomalainen, M. J. Saarinen, O. Okhotnikov, T. Sajavaara, and J. Keinonen, "Broadband semiconductor saturable absorber mirrors in the 1.55-μm wavelength range for pulse generation in fiber lasers," IEEE J. Quantum Electron. 38, 369–374 (2002).
- Z. Sun, T. Hasan, F. Torrisi, D. Popa, G. Privitera, F. Wang, F. Bonaccorso, D. M. Basko, and A. C. Ferrari, "Graphene Mode-Locked Ultrafast Laser," ACS Nano 4, 803–810 (2010).
- 85. S. Y. Set, H. Yaguchi, Y. Tanaka, and M. Jablonski, "Ultrafast fiber pulsed lasers incorporating carbon nanotubes," IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. **10**, 137–146 (2004).
- H. Zhang, S. B. Lu, J. Zheng, J. Du, S. C. Wen, D. Y. Tang, and K. P. Loh, "Molybdenum disulfide (MoS2) as a broadband saturable absorber for ultra-fast photonics," Opt. Express 22, 7249–7260 (2014).
- K. Wu, X. Zhang, J. Wang, X. Li, and J. Chen, "WS2 as a saturable absorber for ultrafast photonic applications of mode-locked and Q-switched lasers," Opt. Express 23, 11453–11461 (2015).
- P. Li, Y. Chen, T. Yang, Z. Wang, H. Lin, Y. Xu, L. Li, H. Mu, B. N. Shivananju, Y. Zhang, Q. Zhang, A. Pan, S. Li, D. Tang, B. Jia, H. Zhang, and Q. Bao, "Two-Dimensional CH3NH3PbI3 Perovskite Nanosheets for Ultrafast Pulsed Fiber Lasers," ACS Appl. Mater. Interfaces 9, 12759–12765 (2017).
- Z. Xie, C. Xing, W. Huang, T. Fan, Z. Li, J. Zhao, Y. Xiang, Z. Guo, J. Li, Z. Yang, B. Dong, J. Qu, D. Fan, and H. Zhang, "Ultrathin 2D Nonlayered Tellurium Nanosheets: Facile Liquid-Phase Exfoliation, Characterization, and Photoresponse with High Performance and Enhanced Stability," Adv. Funct. Mater. 28, 1705833 (2018).
- Y. Zhang, C.-K. Lim, Z. Dai, G. Yu, J. W. Haus, H. Zhang, and P. N. Prasad, "Photonics and optoelectronics using nano-structured hybrid perovskite media and their optical cavities," Phys. Rep. **795**, 1–51 (2019).
- 91. A. G. Rozhin, Y. Sakakibara, S. Namiki, M. Tokumoto, H. Kataura, and Y. Achiba, "Sub-200-fs pulsed erbium-doped fiber laser using a carbon nanotubepolyvinylalcohol mode locker," Appl. Phys. Lett. 88, 051118 (2006).
- 92. T. Hasan, Z. Sun, F. Wang, F. Bonaccorso, P. H. Tan, A. G. Rozhin, and A. C. Ferrari, "Nanotube-Polymer Composites for Ultrafast Photonics," Adv. Mater. 21, 3874–3899 (2009).

- V. Scardaci, Z. Sun, F. Wang, A. G. Rozhin, T. Hasan, F. Hennrich, I. H. White, W. I. Milne, and A. C. Ferrari, "Carbon Nanotube Polycarbonate Composites for Ultrafast Lasers," Adv. Mater. 20, 4040–4043 (2008).
- 94. F. Wang, A. G. Rozhin, V. Scardaci, Z. Sun, F. Hennrich, I. H. White, W. I. Milne, and A. C. Ferrari, "Wideband-tuneable, nanotube mode-locked, fibre laser," Nat. Nanotechnol. **3**, 738–742 (2008).
- 95. E. Malic and A. Knorr, "Carrier Dynamics in Carbon Nanotubes," in Graphene and Carbon Nanotubes, Wiley Online Books (Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, 2013), pp. 145–163.
- 96. A. K. Geim and K. S. Novoselov, "The rise of graphene," Nat. Mater. **6**, 183–191 (2007).
- 97. E. Malic and A. Knorr, "Relaxation Dynamics in Graphene," in Graphene and Carbon Nanotubes, Wiley Online Books (Wiley, 2013), pp. 83–143.
- M. Breusing, C. Ropers, and T. Elsaesser, "Ultrafast Carrier Dynamics in Graphite," Phys. Rev. Lett. 102, 086809 (2009).
- 99. D. Sun, Z.-K. Wu, C. Divin, X. Li, C. Berger, W. A. de Heer, P. N. First, and T. B. Norris, "Ultrafast Relaxation of Excited Dirac Fermions in Epitaxial Graphene Using Optical Differential Transmission Spectroscopy," Phys. Rev. Lett. 101, 157402 (2008).
- 100. K. Seibert, G. C. Cho, W. Kütt, H. Kurz, D. H. Reitze, J. I. Dadap, H. Ahn, M. C. Downer, and A. M. Malvezzi, "Femtosecond carrier dynamics in graphite," Phys. Rev. B 42, 2842–2851 (1990).
- R. R. Nair, P. Blake, A. N. Grigorenko, K. S. Novoselov, T. J. Booth, T. Stauber, N. M. R. Peres, and A. K. Geim, "Fine Structure Constant Defines Visual Transparency of Graphene," Science (80-.). 320, 1308–1308 (2008).
- 102. C. Casiraghi, A. Hartschuh, E. Lidorikis, H. Qian, H. Harutyunyan, T. Gokus, K. S. Novoselov, and A. C. Ferrari, "Rayleigh Imaging of Graphene and Graphene Layers," Nano Lett. 7, 2711–2717 (2007).
- 103. F. X. Kartner, I. D. Jung, and U. Keller, "Soliton mode-locking with saturable absorbers," IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. 2, 540–556 (1996).
- 104. A. Fernandez, T. Fuji, A. Poppe, A. Fürbach, F. Krausz, and A. Apolonski, "Chirped-pulse oscillators: a route to high-power femtosecond pulses without external amplification," Opt. Lett. **29**, 1366 (2004).

- 105. G. J. Spühler, T. Südmeyer, R. Paschotta, M. Moser, K. J. Weingarten, and U. Keller, "Passively mode-locked high-power Nd:YAG lasers. with multiple laser heads," Appl. Phys. B 71, 19–25 (2000).
- 106. D. Burns, M. Hetterich, A. I. Ferguson, E. Bente, M. D. Dawson, J. I. Davies, and S. W. Bland, "High-average-power (>20W) Nd:YVO4 lasers mode locked by strain-compensated saturable Bragg reflectors," J. Opt. Soc. Am. B 17, 919 (2000).
- 107. G. P. A. Malcolm, P. F. Curley, and A. I. Ferguson, "Additive-pulse mode locking of a diode-pumped Nd:YLF laser," Opt. Lett. **15**, 1303 (1990).
- I. V Ievlev, I. V Koryukin, Y. S. Lebedeva, and P. A. Khandokhin, "Continuous two-wave lasing in microchip Nd: YAG lasers," Quantum Electron. 41, 715–721 (2011).
- N. V Kravtsov, E. G. Lariontsev, and N. I. Naumkin, "Dependence of polarisation of radiation of a linear Nd:YAG laser on the pump radiation polarisation," Quantum Electron. 34, 839–842 (2004).
- 110. W. Koechner, Solid-State Laser Engineering, Springer Series in Optical Sciences (Springer New York, 2006), Vol. 1.
- 111. J. Beedell, "Nd: YAG Based Laser Sources for Targeting Applications James Beedell A thesis submitted for the Engineering Doctorate in Photonics at Heriot-Watt University. The work was carried out at Selex ES in Edinburgh, from June 2008 to December 2012. Submitted," (2013).
- 112. F. Chen, J. Sun, R. Yan, and X. Yu, "Reabsorption cross section of Nd3+-doped quasi-three-level lasers," Sci. Rep. 9, 5620 (2019).
- 113. I. F. Elder and J. Payne, "Diode-pumped, room-temperature Tm:YAP laser," Appl. Opt. **36**, 8606–8610 (1997).
- 114. G. Boulon, Y. Guyot, H. Canibano, S. Hraiech, and A. Yoshikawa, "Characterization and comparison of Yb3+-doped YA1O3 perovskite crystals (Yb:YAP) with Yb3+-doped Y3A15O12 garnet crystals (Yb:YAG) for laser application," J. Opt. Soc. Am. B 25, 884–896 (2008).
- T. Thevar and N. P. Barnes, "Diode-pumped, continuous-wave Tm:YAIO3 laser," Appl. Opt. 45, 3352–3355 (2006).
- 116. L. Guillemot, P. Loiko, A. Braud, J.-L. Doualan, A. Hideur, M. Koselja, R. Moncorge, and P. Camy, "Continuous-wave Tm:YAlO 3 laser at ~2.3 μm," Opt. Lett. 44, 5077 (2019).

- Z. Zeng, H. Shen, M. Huang, H. Xu, R. Zeng, Y. Zhou, G. Yu, and C. Huang, "Measurement of the refractive index and thermal refractive index coefficients of Nd:YAP crystal," Appl. Opt. 29, 1281–1286 (1990).
- 118. J. Körner, T. Lühder, J. Reiter, I. Uschmann, H. Marschner, V. Jambunathan, A. Lucianetti, T. Mocek, J. Hein, and M. C. Kaluza, "Spectroscopic investigations of thulium doped YAG and YAP crystals between 77 K and 300 K for short-wavelength infrared lasers," J. Lumin. 202, 427–437 (2018).
- R. C. Stoneman and L. Esterowitz, "Efficient 1.94-/spl mu/m Tm:YALO laser," IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. 1, 78–81 (1995).
- 120. L. D. DeLoach, R. H. Page, G. D. Wilke, S. A. Payne, and W. F. Krupke, "Transition metal-doped zinc chalcogenides: spectroscopy and laser demonstration of a new class of gain media," IEEE J. Quantum Electron. **32**, 885–895 (1996).
- 121. N. J. Smith, N. J. Doran, W. Forysiak, and F. M. Knox, "Soliton transmission using periodic dispersion compensation," J. Light. Technol. **15**, 1808–1822 (1997).
- 122. S. K. Turitsyn, B. G. Bale, and M. P. Fedoruk, "Dispersion-managed solitons in fibre systems and lasers," Phys. Rep. 521, 135–203 (2012).
- 123. F. Gires and P. Tournois, "An interferometer useful for pulse compression of a frequency modulated light pulse," C. R. Acad. Sci. Paris **258**, 6112–6115 (1964).
- R. Szipöcs, K. Ferencz, C. Spielmann, and F. Krausz, "Chirped multilayer coatings for broadband dispersion control in femtosecond lasers," Opt. Lett. 19, 201–203 (1994).
- 125. A. Stingl, M. Lenzner, C. Spielmann, F. Krausz, and R. Szipöcs, "Sub-10-fs mirrordispersion-controlled Ti:sapphire laser," Opt. Lett. **20**, 602–604 (1995).
- 126. F. X. Kärtner, N. Matuschek, T. Schibli, U. Keller, H. A. Haus, C. Heine, R. Morf, V. Scheuer, M. Tilsch, and T. Tschudi, "Design and fabrication of double-chirped mirrors," Opt. Lett. 22, 831–833 (1997).
- N. Matuschek, F. X. Kartner, and U. Keller, "Theory of double-chirped mirrors," IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. 4, 197–208 (1998).
- 128. D. Kopf, G. Zhang, R. Fluck, M. Moser, and U. Keller, "All-in-one dispersioncompensating saturable absorber mirror for compact femtosecond laser sources," Opt. Lett. 21, 486–488 (1996).
- 129. R. Paschotta, G. J. Spühler, D. H. Sutter, N. Matuschek, U. Keller, M. Moser, R.

Hövel, V. Scheuer, G. Angelow, and T. Tschudi, "Double-chirped semiconductor mirror for dispersion compensation in femtosecond lasers," Appl. Phys. Lett. **75**, 2166–2168 (1999).

- 130. E. Snitzer, "Optical Maser Action of Nd3+ in a Barium Crown Glass," Phys. Rev. Lett. 7, 444–446 (1961).
- 131. J. J. Degnan, "The waveguide laser: A review," Appl. Phys. 11, 1–33 (1976).
- 132. C. Grivas, "Optically pumped planar waveguide lasers, Part I: Fundamentals and fabrication techniques," Prog. Quantum Electron. **35**, 159–239 (2011).
- 133. C. Grivas, "Optically pumped planar waveguide lasers: Part II: Gain media, laser systems, and applications," Prog. Quantum Electron. **45–46**, 3–160 (2016).
- 134. E. A. Kifle, "Fabrication and characterization of waveguide lasers operating in the infrared spectral range," (2019).
- 135. B. E. A. Saleh and M. C. Teich, Fundamentals of Photonics (Wiley-Interscience, 2007).
- 136. K. M. Davis, K. Miura, N. Sugimoto, and K. Hirao, "Writing waveguides in glass with a femtosecond laser," Opt. Lett. **21**, 1729 (1996).
- 137. T. Gorelik, M. Will, S. Nolte, A. Tuennermann, and U. Glatzel, "Transmission electron microscopy studies of femtosecond laser induced modifications in quartz," Appl. Phys. A Mater. Sci. Process. 76, 309–311 (2003).
- L. Gui, B. Xu, and T. C. Chong, "Microstructure in Lithium Niobate by Use of Focused Femtosecond Laser Pulses," IEEE Photonics Technol. Lett. 16, 1337–1339 (2004).
- A. M. Streltsov, "Femtosecond-laser writing of tracks with depressed refractive index in crystals," in Laser Micromachining for Optoelectronic Device Fabrication, A. Ostendorf, ed. (SPIE, 2003), Vol. 4941, p. 51.
- 140. F. Chen and J. R. V. de Aldana, "Optical waveguides in crystalline dielectric materials produced by femtosecond-laser micromachining," Laser Photon. Rev. 8, 251–275 (2014).
- 141. R. R. Gattass and E. Mazur, "Femtosecond laser micromachining in transparent materials," Nat. Photonics **2**, 219–225 (2008).
- 142. R. Osellame, G. Cerullo, and R. Ramponi, Femtosecond Laser Micromachining, Topics in Applied Physics (Springer Berlin Heidelberg, 2012), Vol. 123.

- 143. D. Choudhury, J. R. Macdonald, and A. K. Kar, "Ultrafast laser inscription: perspectives on future integrated applications," Laser \& Photonics Rev. 8, 827– 846 (2014).
- 144. F. Chen and J. R. Vázquez de Aldana, "Laser-written 3D crystalline photonic devices," SPIE Newsroom (2015).
- 145. S. Gross and M. J. Withford, "Ultrafast-laser-inscribed 3D integrated photonics: challenges and emerging applications," Nanophotonics **4**, 332–352 (2015).
- 146. A. G. Okhrimchuk, A. V Shestakov, I. Khrushchev, and J. Mitchell, "Depressed cladding, buried waveguide laser formed in a YAG:Nd3+ crystal by femtosecond laser writing," Opt. Lett. **30**, 2248 (2005).
- 147. A. Okhrimchuk, V. Mezentsev, A. Shestakov, and I. Bennion, "Low loss depressed cladding waveguide inscribed in YAG: Nd single crystal by femtosecond laser pulses," Opt. Express 20, 3832–3843 (2012).
- J. Siebenmorgen, T. Calmano, K. Petermann, and G. Huber, "Highly efficient Yb:YAG channel waveguide laser written with a femtosecond-laser," Opt. Express 18, 16035 (2010).
- 149. G. A. Torchia, A. Rodenas, A. Benayas, E. Cantelar, L. Roso, and D. Jaque, "Highly efficient laser action in femtosecond-written Nd:yttrium aluminum garnet ceramic waveguides," Appl. Phys. Lett. 92, 111103 (2008).
- S. Gross, M. Dubov, and M. J. Withford, "On the use of the Type I and II scheme for classifying ultrafast laser direct-write photonics," Opt. Express 23, 7767–7770 (2015).
- 151. M. H. Kim, T. Calmano, S. Y. Choi, B. J. Lee, I. H. Baek, K. J. Ahn, D.-I. Yeom, C. Kränkel, and F. Rotermund, "Monolayer graphene coated Yb:YAG channel waveguides for Q-switched laser operation," Opt. Mater. Express 6, 2468 (2016).
- 152. Y. Tan, Y. Yao, J. R. Macdonald, A. K. Kar, H. Yu, H. Zhang, and F. Chen, "Self-Q-switched waveguide laser based on femtosecond laser inscribed Nd:Cr:YVO4 crystal," Opt. Lett. **39**, 5289 (2014).
- 153. H. Liu, Y. Tan, J. R. Vázquez de Aldana, and F. Chen, "Efficient laser emission from cladding waveguide inscribed in Nd:GdVO_4 crystal by direct femtosecond laser writing," Opt. Lett. **39**, 4553 (2014).
- 154. Y. Tan, R. He, J. Macdonald, A. K. Kar, and F. Chen, "Q-switched Nd:YAG channel waveguide laser through evanescent field interaction with surface coated

graphene," Appl. Phys. Lett. 105, 101111 (2014).

- 155. C. Cheng, H. Liu, Z. Shang, W. Nie, Y. Tan, B. del R. Rabes, J. R. Vázquez de Aldana, D. Jaque, and F. Chen, "Femtosecond laser written waveguides with MoS2 as satuable absorber for passively Q-switched lasing," Opt. Mater. Express 6, 367 (2016).
- 156. C. Cheng, H. Liu, Y. Tan, J. R. Vázquez de Aldana, and F. Chen, "Passively Qswitched waveguide lasers based on two-dimensional transition metal diselenide," Opt. Express 24, 10385 (2016).
- 157. E. Kifle, X. Mateos, J. R. V. de Aldana, A. Ródenas, P. Loiko, S. Y. Choi, F. Rotermund, U. Griebner, V. Petrov, M. Aguiló, and F. Díaz, "Femtosecond-laser-written Tm:KLu(WO4)2 waveguide lasers," Opt. Lett. 42, 1169 (2017).
- 158. C. Cheng, Z. Li, N. Dong, J. Wang, and F. Chen, "Tin diselenide as a new saturable absorber for generation of laser pulses at 1μm," Opt. Express 25, 6132 (2017).
- 159. W. Nie, R. Li, C. Cheng, Y. Chen, Q. Lu, C. Romero, J. R. Vázquez de Aldana, X. Hao, and F. Chen, "Room-temperature subnanosecond waveguide lasers in Nd:YVO4 Q-switched by phase-change VO2: A comparison with 2D materials," Sci. Rep. 7, 46162 (2017).
- 160. Z. Li, C. Cheng, N. Dong, C. Romero, Q. Lu, J. Wang, J. Rodríguez Vázquez de Aldana, Y. Tan, and F. Chen, "Q-switching of waveguide lasers based on graphene/WS_2 van der Waals heterostructure," Photonics Res. 5, 406–410 (2017).
- 161. J. Lv, Z. Shang, Y. Tan, J. R. Vázquez de Aldana, and F. Chen, "Cladding-like waveguide fabricated by cooperation of ultrafast laser writing and ion irradiation: characterization and laser generation," Opt. Express 25, 19603 (2017).
- 162. Y. Ren, C. Cheng, Y. Jia, Y. Jiao, D. Li, M. D. Mackenzie, A. K. Kar, and F. Chen, "Switchable single-dual-wavelength Yb,Na:CaF 2 waveguide lasers operating in continuous-wave and pulsed regimes," Opt. Mater. Express 8, 1633 (2018).
- 163. G. Salamu, F. Jipa, M. Zamfirescu, and N. Pavel, "Watt-Level Output Power Operation From Diode-Laser Pumped Circular Buried Depressed-Cladding Waveguides Inscribed in Nd:YAG by Direct Femtosecond-Laser Writing," IEEE Photonics J. 8, 1–9 (2016).
- 164. E. Kifle, P. Loiko, J. R. Vázquez de Aldana, C. Romero, A. Ródenas, S. Y. Choi, J. E. Bae, F. Rotermund, V. Zakharov, A. Veniaminov, M. Aguiló, F. Díaz, U. Griebner, V. Petrov, and X. Mateos, "Passively Q-switched femtosecond-laser-written thulium waveguide laser based on evanescent field interaction with carbon

nanotubes," Photonics Res. 6, 971 (2018).

- 165. G. (Salamu) and N. Pavel, "Passive Q-Switching by Cr4+:YAG Saturable Absorber of Buried Depressed-Cladding Waveguides Obtained in Nd-Doped Media by Femtosecond Laser Beam Writing," Materials (Basel). 11, 1689 (2018).
- 166. S. Hakobyan, V. J. Wittwer, K. Hasse, C. Kränkel, T. Südmeyer, and T. Calmano, "Highly efficient Q-switched Yb:YAG channel waveguide laser with 5.6 W of average output power," Opt. Lett. 41, 4715 (2016).
- 167. Y. Tan, Z. Guo, Z. Shang, F. Liu, R. Böttger, S. Zhou, J. Shao, X. Yu, H. Zhang, and F. Chen, "Tailoring nonlinear optical properties of Bi2Se3 through ion irradiation," Sci. Rep. 6, 21799 (2016).
- 168. Y. Tan, Q. Luan, F. Liu, F. Chen, and J. R. Vázquez de Aldana, "Q-switched pulse laser generation from double-cladding Nd:YAG ceramics waveguides," Opt. Express 21, 18963 (2013).
- 169. H. Liu, C. Cheng, C. Romero, J. R. Vázquez de Aldana, and F. Chen, "Graphenebased Y-branch laser in femtosecond laser written Nd:YAG waveguides," Opt. Express 23, 9730 (2015).
- 170. Y. Jia, C. Cheng, J. R. Vázquez de Aldana, G. R. Castillo, B. del R. Rabes, Y. Tan, D. Jaque, and F. Chen, "Monolithic crystalline cladding microstructures for efficient light guiding and beam manipulation in passive and active regimes," Sci. Rep. 4, 5988 (2015).
- 171. S. Y. Choi, T. Calmano, M. H. Kim, D.-I. Yeom, C. Kränkel, G. Huber, and F. Rotermund, "Q-switched operation of a femtosecond-laser-inscribed Yb:YAG channel waveguide laser using carbon nanotubes," Opt. Express 23, 7999 (2015).
- 172. G. Della Valle, R. Osellame, G. Galzerano, N. Chiodo, G. Cerullo, P. Laporta, O. Svelto, U. Morgner, A. G. Rozhin, V. Scardaci, and A. C. Ferrari, "Passive mode locking by carbon nanotubes in a femtosecond laser written waveguide laser," Appl. Phys. Lett. 89, 231115 (2006).
- 173. S. J. Beecher, R. R. Thomson, N. D. Psaila, Z. Sun, T. Hasan, A. G. Rozhin, A. C. Ferrari, and A. K. Kar, "320 fs pulse generation from an ultrafast laser inscribed waveguide laser mode-locked by a nanotube saturable absorber," Appl. Phys. Lett. 97, 111114 (2010).
- 174. Z. Li, N. Dong, C. Cheng, L. Xu, M. Chen, J. Wang, and F. Chen, "Enhanced nonlinear optical response of graphene by silver-based nanoparticle modification for pulsed lasing," Opt. Mater. Express **8**, 1368 (2018).

- 175. C. Pang, R. Li, Z. Li, N. Dong, C. Cheng, W. Nie, R. Böttger, S. Zhou, J. Wang, and F. Chen, "Lithium Niobate Crystal with Embedded Au Nanoparticles: A New Saturable Absorber for Efficient Mode-Locking of Ultrafast Laser Pulses at 1 μm," Adv. Opt. Mater. 6, 1800357 (2018).
- 176. F. Thorburn, A. Lancaster, S. McDaniel, G. Cook, and A. K. Kar, "5.9 GHz graphene based q-switched modelocked mid-infrared monolithic waveguide laser," Opt. Express 25, 26166 (2017).
- 177. Z. Li, Y. Zhang, C. Cheng, H. Yu, and F. Chen, "6.5 GHz Q-switched mode-locked waveguide lasers based on two-dimensional materials as saturable absorbers," Opt. Express 26, 11321 (2018).
- 178. C. Khurmi, N. B. Hébert, W. Q. Zhang, S. Afshar V., G. Chen, J. Genest, T. M. Monro, and D. G. Lancaster, "Ultrafast pulse generation in a mode-locked Erbium chip waveguide laser," Opt. Express 24, 27177 (2016).
- 179. P. A. Obraztsov, A. G. Okhrimchuk, M. G. Rybin, E. D. Obraztsova, and S. V Garnov, "Multi-gigahertz repetition rate ultrafast waveguide lasers mode-locked with graphene saturable absorbers," Laser Phys. **26**, 084008 (2016).
- 180. A. Choudhary, A. A. Lagatsky, P. Kannan, W. Sibbett, C. T. A. Brown, and D. P. Shepherd, "Diode-pumped femtosecond solid-state waveguide laser with a 4.9 GHz pulse repetition rate," Opt. Lett. 37, 4416–4418 (2012).
- 181. A. A. Lagatsky, A. Choudhary, P. Kannan, D. P. Shepherd, W. Sibbett, and C. T. A. Brown, "Fundamentally mode-locked, femtosecond waveguide oscillators with multi-gigahertz repetition frequencies up to 15 GHz," Opt. Express 21, 19608 (2013).
- 182. A. Choudhary, A. A. Lagatsky, Z. Y. Zhang, K. J. Zhou, Q. Wang, R. A. Hogg, K. Pradeesh, E. U. Rafailov, W. Sibbett, C. T. A. Brown, and D. P. Shepherd, "A diode-pumped 1.5 um waveguide laser mode-locked at 6.8 GHz by a quantum dot SESAM," Laser Phys. Lett. 10, 105803 (2013).
- 183. Z. Li, N. Dong, Y. Zhang, J. Wang, H. Yu, and F. Chen, "Invited Article: Modelocked waveguide lasers modulated by rhenium diselenide as a new saturable absorber," APL Photonics 3, 080802 (2018).
- 184. J. B. Schlager, B. E. Callicoatt, R. P. Mirin, N. A. Sanford, D. J. Jones, and J. Ye, "Passively mode-locked glass waveguide laser with 14-fs timing jitter," Opt. Lett. 28, 2411–2413 (2003).
- 185. J. B. Schlager, B. E. Callicoatt, R. P. Mirin, and N. A. Sanford, "Passively mode-

locked waveguide laser with low residual jitter," IEEE Photonics Technol. Lett. 14, 1351–1353 (2002).

- 186. E. R. Thoen, E. M. Koontz, D. J. Jones, F. X. Kartner, E. P. Ippen, and L. A. Kolodziejski, "Erbium-ytterbium waveguide laser mode-locked with a semiconductor saturable absorber mirror," IEEE Photonics Technol. Lett. 12, 149–151 (2000).
- 187. C. Wang, W. Li, C. Yang, D. Bai, J. Li, L. Ge, Y. Pan, and H. Zeng, "Ceramic planar waveguide laser of non-aqueous tape casting fabricated YAG/Yb:YAG/YAG," Sci. Rep. 6, 31289 (2016).
- 188. S. McDaniel, A. Lancaster, R. Stites, F. Thorburn, A. Kar, and G. Cook, "Cr:ZnSe guided wave lasers and materials," in Proceedings of SPIE, W. A. Clarkson and R. K. Shori, eds. (2017), p. 100820D.
- 189. Y. Jia and F. Chen, "Compact solid-state waveguide lasers operating in the pulsed regime: a review [Invited]," Chin. Opt. Lett. **17**, 12302 (2019).
- 190. A. Choudhary, S. Dhingra, B. D'Urso, P. Kannan, and D. P. Shepherd, "Graphene Q-Switched Mode-Locked and Q-Switched Ion-Exchanged Waveguide Lasers," IEEE Photonics Technol. Lett. 27, 646–649 (2015).
- 191. X. Jiang, S. Gross, H. Zhang, Z. Guo, M. J. Withford, and A. Fuerbach, "Bismuth telluride topological insulator nanosheet saturable absorbers for q-switched modelocked Tm:ZBLAN waveguide lasers," Ann. Phys. **528**, 543–550 (2016).
- 192. X. Jiang, S. Gross, M. J. Withford, H. Zhang, D.-I. Yeom, F. Rotermund, and A. Fuerbach, "Low-dimensional nanomaterial saturable absorbers for ultrashort-pulsed waveguide lasers," Opt. Mater. Express 8, 3055–3071 (2018).
- 193. M. G. Rybin, V. R. Islamova, E. A. Obraztsova, and E. D. Obraztsova, "Modification of graphene electronic properties via controllable gas-phase doping with copper chloride," Appl. Phys. Lett. **112**, 033107 (2018).
- 194. P. A. Obraztsov, M. G. Rybin, A. V. Tyurnina, S. V. Garnov, E. D. Obraztsova, A. N. Obraztsov, and Y. P. Svirko, "Broadband light-induced absorbance change in multilayer graphene," Nano Lett. 11, 1540–1545 (2011).
- 195. S. G. Garanin, S. A. Bel'kov, G. S. Rogozhnikov, N. N. Rukavishnikov, V. V Romanov, I. N. Voronich, N. S. Vorob'ev, P. B. Gornostaev, V. I. Lozovoi, and M. Y. Shchelev, "PS-1/S1 picosecond streak camera application for multichannel laser system diagnostics," Quantum Electron. 44, 798–800 (2014).

- 196. S. Singh, R. G. Smith, and L. G. Van Uitert, "Stimulated-emission cross section and fluorescent quantum efficiency of Nd3+ in yttrium aluminum garnet at room temperature," Phys. Rev. B 10, 2566–2572 (1974).
- 197. A. I. Trikshev, A. S. Kurkov, and V. B. Tsvetkov, "Single-frequency hybrid laser with an output power up to 3 W at a wavelength of 1064 nm," Quantum Electron. 42, 417–419 (2012).
- 198. A. I. Trikshev, V. A. Kamynin, V. B. Tsvetkov, and O. N. Egorova, "High-power pulsed ytterbium fibre laser with 10-μJ pulse energy," Quantum Electron. 46, 1085– 1088 (2016).
- 199. H. Liu, Y. Jia, J. R. Vázquez de Aldana, D. Jaque, and F. Chen, "Femtosecond laser inscribed cladding waveguides in Nd:YAG ceramics: Fabrication, fluorescence imaging and laser performance," Opt. Express **20**, 18620 (2012).
- 200. P. A. Khandokhin, N. D. Milovsky, Y. A. Mamaev, E. Ovchinnikov, and E. Y. Shirokov, "Polarization dynamics of Nd:YAG laser with weakly anisotropic Fabry-Perot cavity," in Laser Optics '98: Solid State Lasers, V. I. Ustugov, ed. (SPIE, 1998), Vol. 3682, p. 53.
- 201. Y. K. Yogurtcu, A. J. Miller, and G. A. Saunders, "Elastic behaviour of YAG under pressure," J. Phys. C Solid State Phys. **13**, 6585–6597 (1980).
- P. J. Dobson, "Physical Properties of Crystals: Their Representation by Tensors and Matrices," Phys. Bull. 36, 506 (1985).
- R. W. Dixon, "Photoelastic Properties of Selected Materials and Their Relevance for Applications to Acoustic Light Modulators and Scanners," J. Appl. Phys. 38, 5149–5153 (1967).
- 204. L. Zheng, W. Tian, H. Liu, G. Wang, C. Bai, R. Xu, D. Zhang, H. Han, J. Zhu, and Z. Wei, "2-GHz watt-level Kerr-lens mode-locked Yb:KGW laser," Opt. Express 29, 12950 (2021).
- 205. Z.-C. Luo, M. Liu, H. Liu, X.-W. Zheng, A.-P. Luo, C.-J. Zhao, H. Zhang, S.-C.Wen, and W.-C.Xu, "2 GHz passively harmonic mode-locked fiber laser by a microfiber-based topological insulator saturable absorber," Opt. Lett. 38, 5212– 5215 (2013).
- 206. N. Jornod, V. J. Wittwer, C. Kränkel, D. Waldburger, U. Keller, T. Südmeyer, T.Calmano, "High-power amplification of a femtosecond vertical external-cavity surface-emitting laser in an Yb:YAG waveguide," Opt. Express **25**, 16527 (2017).