

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ имени П.Н. ЛЕБЕДЕВА
РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

на правах рукописи

КИНЯЕВСКИЙ ИГОРЬ ОЛЕГОВИЧ

**ГЕНЕРАЦИЯ ВТОРОЙ ГАРМОНИКИ, СУММАРНЫХ И РАЗНОСТНЫХ
ЧАСТОТ ИЗЛУЧЕНИЯ ЛАЗЕРА НА ОКИСИ УГЛЕРОДА В КРИСТАЛЛАХ
 $ZnGeP_2$ и $GaSe$**

специальность 01.04.21 лазерная физика

диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
доктор физико-математических наук,
профессор А.А. Ионин

Научный консультант:
кандидат физико-математических наук,
доцент Ю.М. Климачев,

Москва 2015

Содержание.

| | |
|--|----|
| Введение | 4 |
| Глава 1. Обзор литературы: СО лазер и преобразование его частоты в нелинейных кристаллах для газового анализа и лазерной химии..... | 13 |
| 1.1 Общие сведения о СО лазере..... | 13 |
| 1.2 Мощные СО лазерные системы..... | 15 |
| 1.3 СО лазер для газового анализа..... | 19 |
| 1.4 СО лазер для лазерной химии..... | 22 |
| 1.5 Нелинейные кристаллы для преобразования частоты излучения СО лазера..... | 24 |
| 1.6 Выводы к Главе 1..... | 29 |
| Глава 2. Расчёт углов фазового синхронизма для преобразования частоты излучения СО лазера..... | 31 |
| 2.1 Расчёт углов фазового синхронизма генерации суммарных частот в кристаллах $ZnGeP_2$ и $GaSe$ | 31 |
| 2.2 Расчёт углов фазового синхронизма генерации разностной частоты в спектральном интервале в 4-9 мкм в кристаллах $ZnGeP_2$ и $GaSe$ | 40 |
| 2.4 Расчёт углов фазового синхронизма генерации разностной частоты с длиной волны более 10 мкм в кристалле $GaSe$ | 47 |
| 2.4 Выводы к Главе 2..... | 50 |
| Глава 3. Экспериментальное исследование преобразования частоты излучения СО лазера в кристаллах $ZnGeP_2$ и $GaSe$ | 51 |
| 3.1 Экспериментальная установка: неселективный СО лазер низкого давления с накачкой разрядом постоянного тока и модуляцией добротности резонатора..... | 51 |
| 3.2 Исследование генерации второй гармоники и суммарных частот в кристаллах $ZnGeP_2$ и $GaSe$ при накачке излучением неселективного СО лазера..... | 57 |
| 3.3 Экспериментальное исследование преобразования частоты излучения СО лазера в спектральный интервал 4-9 мкм в кристалле $ZnGeP_2$ | 62 |
| 3.4 Выводы к Главе 3..... | 69 |
| Глава 4. Исследование преобразования частоты излучения мощного наносекундного СО лазера..... | 71 |
| 4.1 Широкоапертурная электроионизационная криогенная СО лазерная установка..... | 71 |

| | |
|--|-----|
| 4.2 Генерация второй гармоники СО лазера, излучающего миллисекундный цуг наносекундных импульсов | 74 |
| 4.3. Стабилизация режима синхронизации мод СО лазера..... | 81 |
| 4.4 СО лазерная система задающий генератор – лазерный усилитель, излучающая миллисекундный цуг наносекундных импульсов..... | 83 |
| 4.5 Генерация второй гармоники СО лазерной системы задающий генератор – лазерный усилитель, излучающей миллисекундный цуг наносекундных импульсов..... | 98 |
| 4.6 СО лазерная система задающий генератор – лазерный усилитель, излучающая микросекундный цуг наносекундных импульсов..... | 101 |
| 4.7 Преобразование частоты излучения СО лазерной системы задающий генератор – лазерный усилитель, излучающей микросекундный цуг наносекундных импульсов..... | 109 |
| 4.8 Выводы к Главе 4..... | 112 |
| Заключение..... | 114 |
| Список литературы..... | 117 |

Введение

Впервые генерация лазерного излучения на колебательно-вращательных переходах молекулы окиси углерода (СО) была получена в 1964 году [Patel1964]. К настоящему времени достигнут значительный прогресс в развитии СО лазеров [Ionin2007]. Эффективность СО лазеров с криогенным охлаждением достигает ~50% [Bhaumik1972, Ветошкин2007] от вложенной энергии в активную среду, что обусловлено каскадным механизмом генерации и медленной релаксацией колебательной энергии в тепло. Средняя мощность излучения СО лазера со сверхзвуковой прокачкой активной среды, возбуждаемой несамостоятельным разрядом, достигает ~100-200 кВт [Dymshits1994, Горшков1989]. Важной особенностью СО лазера является наличие большого количества линий излучения в широком спектральном диапазоне, который перекрывает интервалы длин волн 4.6-8.2 мкм (основная или фундаментальная полоса колебательных переходов с изменением колебательного квантового числа $\Delta V = 1$) и 2.5-4.2 мкм (полоса переходов первого колебательного обертона с изменением колебательного квантового числа $\Delta V = 2$), в которых расположены характерные частоты и фундаментальные полосы поглощения многих веществ и материалов в различных агрегатных состояниях. Высокая мощность, стабильность и когерентность излучения в большом частотном диапазоне перестройки в среднем ИК-диапазоне создают предпосылки для широкого использования излучения СО лазера, как в научных исследованиях, так и промышленных технологиях [Алейников1990].

Ниже приводится далеко неполный перечень [Алейников1990, с.215] возможных применений излучения СО лазера: зондирование многокомпонентных газовых смесей, неравновесных (колебательно- и электронно-возбужденных) газовых сред, низкотемпературной плазмы; разделение изотопов и управление химическими реакциями путем селективного фотовоздействия; создание систем контроля природной среды путем лазерного зондирования атмосферы; коагуляция кровеносных сосудов и опухолей в лазерной хирургии и многие другие.

Спектральная ширина линии излучения СО лазера может быть очень узкой и достигать 100 кГц [Murtz1998] ($\sim 10^{-6}$ см⁻¹), а среднее расстояние между линиями

излучения СО лазера составляет $\sim 3 \text{ см}^{-1}$, поэтому при решении некоторых практических задач (ИК-спектроскопия газов, зондирование атмосферы, разделения изотопов и другие) возможность применения СО лазера определяется точностью совпадения частот лазерного излучения и линии поглощения требуемого вещества. Данная проблема может быть решена путем обогащения спектра излучения СО лазера при преобразовании его частоты в нелинейных кристаллах. Например, методом генерации второй гармоники, суммарных и разностных частот различных комбинаций линий излучения СО лазера (или смешения с излучением CO_2 лазера) можно значительно обогатить спектр излучения и тем самым расширить набор длин волн, пригодных для зондирования газовых компонент. Также это позволяет расширить список зондируемых газовых компонент и улучшить чувствительность измерений концентраций благодаря выбору оптимальных линий поглощения [Гейко1992].

С помощью преобразования частоты излучения СО лазера в нелинейных кристаллах возможно освоение спектральных диапазонов, в которых существует потребность в мощном лазерном излучении. Например, в интервале длин волн между основной и оберточной полосами СО лазера 4.2-4.7 мкм, в интервале 12-17 мкм и в дальнем ИК диапазоне. Одной из практических задач, для решения которой требуется лазерный источник, действующий в интервале длин волн 5-17 мкм, является определение компонентного состава природного газа в реальном масштабе времени [Kireev2011].

Стоит отметить, что при высокой эффективности преобразования частоты в нелинейных кристаллах, генерация второй гармоники и суммарных частот излучения основной полосы СО лазера дает не только более богатый спектр, но и энергетическое преимущество по сравнению с СО лазерами на оберточных переходах [Андреев1987].

Таким образом, расширение и обогащение спектра СО лазера при преобразовании его частоты в нелинейных кристаллах открывает новые возможности решения различных практических задач лазерной физики. Однако, из-за невысокой эффективности преобразования частоты это направление не

получило широкого развития. Обычно различают внешнюю и внутреннюю эффективность преобразования. Внешняя эффективность преобразования частоты излучения определяется как отношение мощности (энергии) преобразованного излучения к мощности (энергии) излучения накачки кристалла. Эффективность преобразования внутри кристалла (внутренняя эффективность) определяют, учитывая потери на френелевское отражение от граней кристалла, фильтров и других элементов схемы.

Максимальная достигнутая внешняя эффективность генерации второй гармоники излучения СО лазера, полученная в кристалле ZnGeP_2 , составляет 4.9% (внутренняя эффективность $\sim 10\%$) [Андреев1988], что на порядок величины ниже результатов, достигнутых с использованием CO_2 лазера (максимальная внешняя эффективность генерации второй гармоники излучения CO_2 лазера в кристалле ZGP составляет 49% [Андреев1987]). Из сравнения результатов работ [Андреев1988] и [Андреев1987] следует, что для повышения эффективности преобразования частоты излучения СО лазера в нелинейных кристаллах требуется увеличивать мощность излучения и уменьшать длительность импульсов до нескольких наносекунд или меньше.

Наносекундные импульсы лазерного излучения нашли широкое применение в лидарном зондировании атмосферы [Межерис1987], поскольку пространственное разрешение при импульсном зондировании определяется длительностью импульса. При этом дальность действия лидарной системы определяется энергией импульса излучения, поэтому для лидарного зондирования СО лазер должен излучать мощные импульсы наносекундной длительности.

Наносекундные импульсы СО лазерного излучения могут быть использованы для оптического стохастического охлаждения релятивистских тяжелых ионов, например, в коллайдере Брукхейвенской национальной лаборатории США. Для решения этой задачи в работе [Babzien2004] было предложено усиливать ондуляторное излучение с длиной волны ~ 12 мкм методом параметрического усиления света в нелинейных кристаллах, а затем, использовать это излучение для охлаждения ускоренных частиц. Для накачки нелинейного

кристалла параметрического усилителя требуются наносекундные импульсы лазерного излучения с длиной волны в интервале от 5.3 мкм до 5.6 мкм и мощностью не менее 40 кВт [Babzien2004].

До начала наших исследований имелось только две работы [Nurmiko1974, Nurmiko1975], в которых было показано, что СО лазер способен излучать импульсы наносекундной длительности. Однако в [Nurmiko1974, Nurmiko1975] установки работали при комнатной температуре и изначально не были предназначены для эффективной работы в качестве СО лазера, поэтому пиковая мощность лазерного излучения в этих работах не превышала 2 кВт. Работы [Nurmiko1974, Nurmiko1975] не получили дальнейшего развития, вероятно, по причине невысокой мощности излучения. Мощность наносекундных импульсов излучения СО лазера может быть повышена при усилении в лазерном усилителе, однако экспериментально это не исследовалось.

В 2009 году в лаборатории Газовых лазеров ОКРФ ФИАН на криогенной электроионизационной СО лазерной установке была продемонстрирована генерация наносекундных импульсов с длительностью от 5 до 15 нс с пиковой мощностью излучения 70 кВт в селективном режиме (генерация излучения на одном колебательно-вращательном переходе) и 120 кВт в неселективном режиме (генерация излучения на нескольких колебательно-вращательных переходах) [Ionin2009]. С развитием СО лазерных систем, излучающих мощные наносекундные импульсы, вновь становятся актуальными исследования по обогащению и расширению спектра СО путем преобразования частоты его излучения в нелинейных кристаллах.

Целью диссертационной работы является исследование способов получения лазерного излучения в широкой области длин среднего ИК-диапазона путем генерации второй гармоники, суммарных и разностных частот излучения СО лазера в нелинейных кристаллах, в том числе с использованием СО лазерной системы, генерирующей мощные наносекундные импульсы излучения.

Для достижения поставленной цели решались следующие **задачи**:

- рассчитаны и проанализированы условия фазового синхронизма генерации второй гармоники, суммарных и разностных частот в нелинейных кристаллах для различных комбинаций длин волн излучения СО лазера, с целью перекрытия среднего и дальнего ИК диапазона;

- экспериментально исследована генерация суммарных и разностных частот в нелинейных кристаллах $ZnGeP_2$ и $GaSe$ для различных комбинаций длин волн излучения СО лазера с модуляцией добротности резонатора;

- разработана СО лазерная система задающий генератор – лазерный усилитель, излучающая мощные наносекундные импульсы излучения;

- экспериментально исследовано усиление наносекундных импульсов излучения СО лазера в СО лазерном усилителе;

- экспериментально исследована генерация второй гармоники и разностных частот в нелинейных кристаллах, при накачке импульсами СО лазерного излучения наносекундной длительности.

Все излагаемые в данной работе расчетные и экспериментальные результаты получены лично автором или при непосредственном участии автора. Экспериментальные исследования проводились на лазерных установках в лаборатории Газовых лазеров Отделения квантовой радиофизики (ОКРФ) Физического института им. П.Н. Лебедева Российской академии наук (ФИАН, г. Москва). Под руководством доцента А.А. Коткова разработана СО лазерная система задающий генератор – лазерный усилитель, излучающая мощные наносекундные импульсы, а также проведено экспериментальное исследование усиления наносекундных импульсов излучения СО лазера в СО лазерном усилителе.

Научная новизна диссертационной работы заключается в следующем:

- рассчитаны углы фазового синхронизма генерации суммарных и разностных частот излучения основной и оберточной полос СО лазера в кристаллах $ZnGeP_2$ и $GaSe$ для генерации излучения в широкой области спектра от ближнего до дальнего ИК диапазона;

- создана мощная СО лазерная система задающий генератор - лазерный усилитель, излучающая цуг наносекундных импульсов с пиковой мощностью до 0.8 МВт;

- экспериментально исследовано усиление наносекундных импульсов излучения СО лазера в СО лазерном усилителе, при этом определена интенсивность насыщения усиления одиночного наносекундного импульса 14 ± 4 кВт/см²;

- исследовано преобразование частоты излучения мощной наносекундной СО лазерной системы, при этом достигнута рекордная эффективность генерации второй гармоники в кристалле ZnGeP₂ 37%;

- предложена методика двухкаскадной генерации суммарных и разностных частот, которая может быть реализована в одном образце нелинейного кристалла GaSe или ZnGeP₂, при накачке кристалла излучением СО лазера;

- экспериментально реализована двухкаскадная генерация селективного и неселективного излучения СО лазерных систем в кристалле ZnGeP₂.

В диссертации автор защищает следующие положения:

1. Интенсивность насыщения усиления наносекундных импульсов излучения СО лазера с длительностью больше времени вращательной релаксации, но меньше времени колебательной релаксации молекулы СО составляет $\sim 10^4$ Вт/см²

2. Эффективность генерации второй гармоники наносекундных импульсов СО лазера в кристалле ZnGeP₂ достигает 37%.

3. При накачке кристалла ZnGeP₂ излучением СО лазера, действующего одновременно на двух спектральных линиях, принадлежащих различным колебательным переходам молекулы СО, реализуется двухкаскадное преобразование частоты: генерация второй гармоники коротковолнового излучения и генерация разностной частоты между излучением второй гармоники и длинноволновым излучением накачки.

4. Благодаря некритичному спектральному фазовому синхронизму осуществляется широкополосная двухкаскадная генерация второй гармоники,

суммарных и разностных частот в интервале длин волн от 2.5 до 8.3 мкм при накачке кристалла ZnGeP_2 излучением неселективного СО лазера.

Практическая значимость диссертационной работы заключается в том, что обогащение спектра излучения СО лазера в нелинейных кристаллах дает новые возможности применения СО лазера в газовом анализе, фотохимии и спектроскопии. Широкополосная СО лазерная система с преобразованием частоты, излучающая более 670 спектральных линий в среднем ИК-диапазоне 2.5-8.3 мкм перекрывает несколько окон прозрачности атмосферы. Такая лазерная система может использоваться для многофункционального лидара. Проведенные расчёты углов фазового синхронизма различных вариантов преобразований в среднем и дальнем ИК диапазоне открывают большой потенциал для развития новых СО лазерных систем с преобразованием частоты для перекрытия спектральных диапазонов, где существует потребность развития новых мощных источников когерентного излучения. Высокоэффективное преобразования частоты наносекундных импульсов излучения СО лазера позволяет получить мощное селективное излучение в интервале длин волн 2.5-8.3 мкм. При высокой эффективности преобразования частоты излучения в нелинейных кристаллах, генерация второй гармоники излучения основной полосы СО лазера становится энергетически эффективнее СО лазера на переходах оберточной полосы. Полученное экспериментальное значение интенсивности насыщения усиления наносекундных импульсов в СО лазерном усилителе позволяет оценить предельные энергетических параметры при проектировании новых мощных наносекундных СО лазерных систем.

Диссертация состоит из введения, четырех глав и заключения.

Во **Введении** обоснована цель работы, ее новизна, практическая значимость и сформулированы защищаемые положения.

В **Главе 1** рассмотрены работы, посвященные исследованию применения излучения СО лазера в газовом анализе и разделению изотопов; проведен анализ нелинейных кристаллов среднего ИК диапазона и результатов исследований

преобразования частоты излучения СО лазера в этих кристаллах, на основе которого сделан выбор кристаллов для данной диссертационной работы. Представлен обзор достижений в развитии СО лазеров с высокой мощностью.

В **Главе 2** представлены результаты расчётов условий фазового синхронизма генерации суммарных и разностных частот различных комбинаций длин волн СО лазера для получения излучения в среднем и дальнем ИК диапазонах.

В **Главе 3**, приведены результаты экспериментального исследования генерации суммарных и разностных частот излучения СО лазера с модуляцией добротности резонатора в кристаллах $ZnGeP_2$ и GaSe.

В **Главе 4** приведены результаты экспериментального исследования преобразования частоты в кристалле $ZnGeP_2$ излучения мощной электроионизационной СО лазерной установки. Приводятся результаты исследования генерации и усиления наносекундных импульсов в СО лазерном усилителе, оптимизации СО лазерной системы задающий генератор – лазерный усилитель для увеличения эффективности преобразования частоты в нелинейных кристаллах.

В **Заключении** сформулированы основные результаты и выводы настоящего исследования.

Основные результаты диссертации были опубликованы в 10 рецензируемых журналах [1*-10*], а также доложены на следующих всероссийских и международных конференциях:

- 6-ая международная конференция молодых учёных и специалистов «Оптика-2009», 19-23 октября, 2009, Санкт-Петербург
- III Всероссийская молодёжная школа-семинар с международным участием «Инновационные аспекты фундаментальных исследований по актуальным проблемам физики», 25-30 октября, 2009, ФИАН, Москва
- IX International Conference “Atomic and Molecular Pulsed Lasers”, September 14-18, 2009, Tomsk, Russia

- X International Conference “Laser & laser information technologies: fundamental problems & applications” and VI International Symposium “Laser technologies & laser”, October 18–22, 2009, Smolyan, Bulgaria,
- XIII международная телекоммуникационная конференция студентов и молодых ученых "Молодежь и наука", 2010, Москва
- IV Всероссийская школа для студентов, аспирантов, молодых ученых и специалистов по лазерной физике и лазерным технологиям, 26-29 апреля, 2010, г. Саров
- 14 International Conference on Laser Optics "LO-2010", 28 June - 02 July 2010, St.Petersburg, Russia
- International Conferences ICONO/LAT 2010 Aug. 23-26, 2010, Kazan, Russia
- XIV международная телекоммуникационная конференция студентов и молодых ученых "Молодежь и наука", 2011, Москва
- VII международной конференции молодых ученых и специалистов «Оптика – 2011», 17-21 октября, 2011, Санкт–Петербург
- XIII Международная конференция по люминесценции и лазерной физике, 16-22 июля, 2012, п. Песчанка, Иркутская обл., Россия,.
- 15th International Conference "Laser Optics 2012", June 25 - 29, 2012, St.Petersburg, Russia
- XIX International Symposium on High Power Laser Systems and Applications, 10-14 Sept. 2012, Istanbul, Turkey
- International conference SPIE Optics + Optoelectronics 2013, April 15 – 18, 2013, Prague, Czech Republic

Глава 1. Обзор литературы: СО лазер и преобразование его частоты в нелинейных кристаллах для газового анализа и разделения изотопов

1.1 Общие сведения о СО лазере

Одним из наиболее эффективных источников лазерного излучения среднего ИК диапазона является СО лазер. Активная среда СО лазера является принципиально многоуровневой системой и позволяет получить генерацию излучения на колебательно-вращательных переходах основной полосы (колебательное квантовое число V изменяется на 1) молекулы СО в широком диапазоне длин волн от 4.6 мкм [McCord1999, McCord2000] до 8.2 мкм [Yardley1970]. Кроме того, возможна генерация излучения на переходах первого колебательного обертона, когда колебательное квантовое число V изменяется на 2. В работах [Basov2000, Басов2000, Басов2000a] показана возможность генерации излучения СО лазера на более чем 400 колебательно-вращательных переходах обертоновой полосы в диапазоне длин волн 2.5-4.2 мкм. В работах [Басов2000, Basov2000a, Ionin2010] сообщается об одновременной генерации СО лазера на основных и обертоновых переходах. В общей сложности можно получить генерацию излучения на ~ 1000 колебательно-вращательных переходах основной и обертоновой полос СО лазера.

СО лазер может работать в селективном режиме генерации на выбранном колебательно-вращательном переходе и в неселективном режиме с одновременной генерацией большого количества колебательно-вращательных переходов.

СО лазер обладает самым высоким КПД из всех газоразрядных лазеров. Эффективность криогенных СО лазеров, действующих в многочастотном режиме на переходах основной полосы, достигает 50% относительно вложенной энергии [Ионин2005], а на обертоновых переходах – 16% [Ионин2006].

Высокая эффективность СО лазера объясняется особенностью механизма создания инверсии, который существенно отличается от механизма создания инверсии СО₂ лазера. В газовом разряде при электронном ударе возбуждаются самые нижние колебательные уровни ($V = 1 \div 8$) молекулы СО [Schulz1964].

Заселение более высоких колебательных уровней происходит путем колебательно-колебательного (VV) обмена энергией между молекулами [Treanor1968, Rich1971, Соболев1973, Гордиец1980, Рич1986]. Усиление излучения в активной среде большинства СО лазеров осуществляется при отсутствии абсолютной инверсной населенности колебательных уровней. Частичная инверсная населенность возникает на колебательно-вращательных переходах Р-ветви молекулы СО в области плато [Rich1971, Соболев1973] колебательной функции распределения. Однако, при оптической накачке СО лазера была достигнута абсолютная инверсия и, как следствие, генерация на переходах R-ветви [McCord1999, McCord2000].

Возможность широкой перестройки излучения СО лазера по частоте (по колебательно-вращательным переходам) в среднем ИК диапазоне представляет научный и практический интерес, прежде всего потому, что в среднем ИК диапазоне лежат линии поглощения колебательных переходов многих молекул. Диапазон перестройки частоты излучения СО лазера перекрывает спектральные диапазоны, в которых расположены полосы поглощения различных веществ (H_2O , CO_2 , O_3 , N_2O , NO_2 , NO , SO_2 , NH_3 , CH_3Cl , CO , HCl , HF , HBr , HI , OH и др.), в том числе органических соединений (таких как метан, ацетон, бензол, толуол, метанол, этанол, бутанол и др.), токсичных и взрывчатых веществ [Bernegger1990, Buzykin2000, Бузыкин2002]. Кроме того, линии генерации основной и оберточной полос СО лазера попадают в спектральные интервалы с малым поглощением излучения в атмосфере, так называемые окна прозрачности атмосферы. Эти спектральные интервалы соответствуют длинам волн 3.3-4.2 мкм и 4.6-5.1 мкм. При этом СО лазер позволяет получить очень узкую спектральную ширину линии излучения, которая может составлять 0.1 МГц ($3.3 \cdot 10^{-6} \text{ см}^{-1}$), при нестабильности частоты излучения менее 30 кГц ($\Delta\nu/\nu=3 \cdot 10^{-10}$) [Murtz1998].

Сочетание большого количества линий, высокой стабильности частоты излучения и малой спектральной ширины отдельной линии открывает широкие возможности по применению СО лазера в спектроскопии [Bernegger1990, Urban1990, Urban1991, Urban1995, Sigrist2003], зондировании

многокомпонентных газовых смесей, неравновесных (колебательно- и электронно-возбужденных) газовых сред, низкотемпературной плазмы; разделении изотопов и управлении химическими реакциями путем селективного фотовоздействия; создании систем контроля природной среды путем зондирования атмосферы; и многих других [Алейников1990, с.215].

Путем генерации второй гармоники, суммарных и разностных частот излучения СО лазера в нелинейных кристаллах можно значительно расширить и обогатить его спектр, что открывает новые возможности решения различных практических задач, перечисленных выше.

1.2 Мощные СО лазерные системы.

Для высокой эффективности нелинейно-оптических процессов требуется высокая мощность и короткая длительность импульсов излучения. К настоящему времени разработано и создано большое количество мощных СО лазеров с различными типами электроразрядной накачки, как с прокачиваемой активной средой, так и с отпаянной газоразрядной трубкой, работающих в непрерывном режиме генерации.

Наиболее простой и традиционный по конструкции СО лазер представляет собой отпаянную газоразрядную трубку, содержащую смесь $\text{CO:N}_2\text{:He:O}_2$ с давлением несколько Торр, возбуждаемую разрядом постоянного тока. Характерная мощность такого типа лазеров составляет порядка 10-30 Вт на метр активной среды [Ionin2007]. Повышение мощности такого типа СО лазера может быть осуществлено объединением нескольких газоразрядных трубок в одном резонаторе, при этом средняя мощность генерации может превышать 100 Вт [Алейников1975]. Мощность излучения многолучевой СО лазерной системы, в которой 30 газоразрядных трубок длиной около 1 м каждая объединены одним общим резонатором, превышала 300 Вт [Алейников1991]. В работах [Алейников1975] и [Алейников1991] представлены СО лазеры, работающие при комнатной температуре.

Большую мощность до 1кВт можно получить в СО лазерах с продольной прокачкой активной газовой смеси. При этом возбуждение активной среды может

осуществляться разрядом постоянного тока, ВЧ или СВЧ разрядом [Ionin2007]. Охлаждение активной среды до криогенных температур также значительно увеличивает КПД и мощность СО лазера. В работе [Абросимов1977] охлаждение активной среды до температуры 100К и быстрая прокачка газовой смеси позволила получить мощность генерации ~1кВт при КПД 49%. Близкая мощность ~1кВт достигается при быстрой прокачке газовой смеси и возбуждении активной среды ВЧ разрядом [Shimizu2000, Kanazawa1994].

Рекордные значения мощности генерации СО лазера достигаются при поперечной электроионизационной (ЭИ) накачке активной среды и поперечной скоростной (до- и сверх- звуковой) прокачке газовой смеси. Суть ЭИ метода заключается в создании проводимости активной среды за счёт ее ионизации электронным пучком, с последующим вкладом электрической энергии в активную среду основным разрядом. Сочетание ЭИ метода накачки и сверхзвуковой прокачки газа позволило достичь средней мощности СО лазера 80-200 кВт при работе в непрерывном режиме от 10^{-3} с до нескольких секунд [Klosterman1979, Maisenhalder1988, Ionin1990, Dymshits1994].

Для высокой эффективности преобразования частоты излучения в нелинейных кристаллах СО лазер должен работать в импульсном или импульсно-периодическом режиме. Импульсно-периодический режим работы СО лазера может быть достигнут несколькими способами. Первый из них это импульсная или импульсно – периодическая накачка активной среды. При накачке СО лазера импульсным разрядом длительностью 1-100 мкс длительность свободной генерации составляет 0.1-100 мс в зависимости от параметров установки и активной среды. При этом мощность излучения может достигать сотен киловатт [Ionin2007]. Для достижения более короткой длительности импульса генерации СО лазера и повышения импульсной мощности применяют режим модуляции добротности резонатора (МДР).

Наиболее простой способ осуществления режима МДР СО лазера является использование вращающегося зеркала внутри резонатора, как например, в работах [Puerta1979, Osgood1969]. Характерная длительность импульса генерации

в этом режиме составляет от сотни наносекунд до нескольких микросекунд. В работах [Puerta1979, Osgood1969], в которых использовался СО лазер низкого давления с медленной прокачкой газа и накачкой активной среды разрядом постоянного тока, пиковая мощность излучения достигала ~ 10 кВт в многочастотном режиме.

В работе [Ананьев1989] реализован режим МДР криогенной ЭИ СО лазерной системы задающий генератор – лазерный усилитель. Длительность импульса генерации этой системы в режиме МДР составляла ~ 1 мкс, а пиковая мощность усиленного импульса достигала 12 МВт. Мощность излучения в режиме МДР была в 50 раз выше, чем в режиме свободной генерации.

Наименьшая длительность импульсов лазерного излучения достигается при работе лазера в режиме синхронизации мод. В работах [Nurmiko1974, Nurmiko1975] было впервые продемонстрировано, что СО лазер способен действовать в режиме активной синхронизации мод при генерации, как многочастотного излучения [Nurmiko1974], так и частотно-селективного излучения [Nurmiko1975] с частотой следования цуга наносекундных импульсов (ЦНИ) 20 МГц. Режим активной синхронизации мод достигался путем помещения в резонатор акусто-оптического модулятора, работающего на частоте, синхронизованной с частотным расстоянием между продольными модами резонатора. Длительность пиков в ЦНИ принимала значения в пределах от 2 нс до 7 нс, максимальная пиковая мощность не превышала 2 кВт.

Следует отметить, что эксперименты, описанные в работах [Nurmiko1974, Nurmiko1975], проводились в неоптимальных условиях для СО лазерной генерации (самостоятельный ТЕА разряд и водяное охлаждение рабочей смеси газов). Как было отмечено выше, высокая эффективность СО лазера достигается при криогенной температуре рабочей смеси газов и при накачке газовой смеси несамостоятельным, например, ЭИ разрядом. В работе [Ionin2009] была продемонстрирована генерация цуга наносекундных импульсов (ЦНИ) на криогенной ЭИ СО лазерной установке. Длительность пиков в ЦНИ менялась в пределах от ~ 5 нс до 15 нс при частоте следования пиков 10 МГц. Длительность

генерации ЦНИ СО лазерного излучения составляла до 0.9 мс ($\sim 10^4$ пиков). В многочастотном режиме генерации излучения (до 20 спектральных линий молекулы СО) пиковая мощность излучения СО лазера достигала 120 кВт, а в частотно-селективном режиме при генерации излучения на одной колебательно-вращательной линии СО 9-8 P(11) максимальная пиковая мощность излучения достигала 70 кВт.

Из работ [Nurmiko1974, Nurmiko1975, Ionin2009] и обзора [Ionin2007] следует, что режим синхронизации мод СО лазера позволяет получить импульсы излучения с длительностью в несколько наносекунд и пиковой мощностью более 100 кВт. Для достижения импульсов излучения меньшей длительности и с более высокой мощностью необходимо продолжение исследования режима синхронизации мод и усиления наносекундных импульсов СО лазерного излучения в лазерных усилителях. Однако, до начала исследований данной диссертационной работы, других научных публикаций, посвященных исследованию режима синхронизации мод СО лазера в научной литературе найти не удалось.

В ряде работ [Wasylak1999, Sahraoui1999, Kityk1999] сообщается об использовании в экспериментах СО лазерного излучения с длительностью импульса 0.2-50 пс и мощностью в несколько десятков мегаватт. К сожалению, в научной литературе и от авторов этих работ детального описания данной установки получить не удалось. Возможно, в представленных экспериментах короткий импульс излучения вырезался из более длинного импульса излучения СО лазера с помощью плазменного зеркала с управляемым пропусканием (отражением). Управление пропускания (отражения) осуществляется воздействием излучением другого лазерного источника. Подобный механизм вырезания короткого импульса излучения, например СО₂ лазера, осуществлялся с помощью кристалла Ge, установленного под углом Брюстера, и мощного излучения Nd лазера [Pogorelsky1995].

1.3 CO лазер для газового анализа

Использованию излучения CO лазера, как в детектировании отдельных веществ, так и в спектроскопии многокомпонентных газовых смесей посвящено большое количество работ, например [Корнилов1994, Perlmutter1979, Martis1998, Murtz1999, Ионин2012].

В работе [Корнилов1994] продемонстрировано, что с помощью CO лазера, действующего на переходах основной полосы, возможно детектирование паров воды, ацетона и аммиака. В этой работе использовался волноводный CO лазер с высокочастотной накачкой активной среды, работающий на линиях основной полосы генерации. Минимально обнаружимая концентрация для паров воды составляла 7 ppb ($1 \text{ ppb} = 10^{-9}$), 300 ppb для аммиака и 100 ppb для паров ацетона, для случая, когда их газовая смесь имела суммарное давление 10 Торр.

В исследованиях по газовому анализу больше интерес представляет спектральная область генерации обертонового CO лазера 2.5-4.2 мкм, поскольку, во-первых, она перекрывает окно прозрачности атмосферы, расположенное в спектральном интервале 3.3-4.2 мкм, во-вторых, она содержит полосы поглощения большого числа различных веществ и, в-третьих, в этой области чувствительность фотоприемников на основе InSb имеет рекордно высокое значение [Ионин2012]. Эта спектральная область также интересна для задач, где требуется транспортировка излучения на большие расстояния через атмосферу. В работе [Бузыкин2001] представлен список из 50 спектральных линий излучения CO лазера, обладающих наименьшим поглощением в атмосфере. Минимальный коэффициент поглощения на этих линиях, при учете вклада в поглощение континуумов H_2O и CO_2 и без учета рассеяния, составляет $\sim 0.01 \text{ км}^{-1}$.

Исследования газового анализа с помощью обертонового CO лазера проводились во многих работах, например [Murtz1999, Dahnke2001, Dahnke2002, Dahnke2001a, Ионин2012]. В работе [Murtz1999] показано, что с помощью обертонового CO лазера возможно детектирование различных углеводородов (метан, этилен и др.). Минимально обнаружимые концентрации углеводородов находились на уровне единиц ppb. В работе [Dahnke2002] исследовалось

детектирование в атмосфере небольших примесей формальдегида (H_2CO), минимально обнаружимая концентрация составила ~ 2 ppb. А в работе [Dahnke2001] измерялось соотношение концентрации между изотопами метана $^{12}\text{CH}_4$ и $^{13}\text{CH}_4$, минимально обнаружимая концентрация метана составляла ~ 0.1 ppb.

Газовый анализ с помощью излучения СО лазера может быть применен для исследования биологических процессов, в том числе связанных со здоровьем человека. В работе [Dahnke2001a] изучалась динамика содержания метана и этана в выдыхаемом человеком воздухе, после выкуривания сигареты. Минимально обнаружимые концентрации метана и этана были порядка 0.5 ppb. В работе [Martis1998] представлены результаты одновременного детектирования этана и этилена, которые выделялись листьями деревьев в процессе их замораживания. Минимально обнаружимая концентрация детектирования этана и этилена составляла 0.4 и 2 ppb соответственно.

В работе [Dahnke2000] с помощью оберточного СО лазера исследовалось выделение изопрена (C_5H_8) листьями эвкалипта. В работе [Santosa2003] сообщается об исследовании выделения этана листьями огурцов с помощью оберточного СО лазера. В работе [Schmitz2000] изучалась чувствительность ИК рецепторов жуков *Melanophila* к воздействию излучением оберточного СО лазера в спектральном диапазоне 2.8-3.5 мкм.

Длина волн излучения СО лазера фиксирована и определяется колебательно-вращательным переходом молекулы СО, поэтому не зависит от внешних условий таких, как температура, что приводит к высокой стабильности частоты. Однако, как следствие, возможность использования излучения СО лазера в детектировании конкретных веществ зависит от точности совпадения частоты колебательно-вращательного перехода лазера с частотой линии поглощения детектируемого вещества. Методом генерации второй гармоники (ГВГ) и генерации суммарных частот (ГСЧ) в нелинейных кристаллах излучения основной полосы СО лазера можно получить излучение в интервале длин волн 2.3-4.1 мкм, которое попадает в диапазон генерации оберточного СО лазера. При

этом длины волн излучения второй гармоники и суммарных частот основной полосы в большинстве отличаются от длин волн излучения оберточной полосы. Это значительно увеличивает количество линий лазерного излучения, которые можно использовать для газового анализа, в том числе в окне прозрачности атмосферы 3.3-4.2 мкм. Подобный анализ проводился в работе [Гейко1992], в которой осуществлялся подбор информативных длин волн генерации суммарных и разностных частот излучения СО и СО₂ лазеров для детектирования таких веществ HCl, HBr, NO₂, CH₄, H₂CO₃, HNO₃ и др. В этой работе также показано, что путем генерации излучения на разностной частоте (ГРЧ) линий СО и СО₂ лазеров можно получить излучение в диапазоне 10-20 мкм. А в работе [Piltch1975] отмечается, что ГРЧ различных комбинаций колебательно-вращательных линий излучения СО и СО₂ лазеров дает возможность плотно заполнить спектральный интервал от 8 до 19 мкм с разницей по частоте между линиями не более 1 см⁻¹.

Стоит отметить, что ГВГ и ГСЧ излучения основной полосы СО лазера в интервале длин волн 2.3-4.1 мкм может быть энергетически эффективней, чем использование оберточного СО-лазера, так как КПД и коэффициент усиления оберточного СО лазера в разы ниже, чем КПД и коэффициент усиления СО лазера работающего на переходах основной полосы. Например, в работе [Басов1985] на одной и той же электроионизационной (ЭИ) криогенной СО лазерной установке максимальная энергия импульса излучения на основной полосе генерации была получена 800 Дж, а на оберточной полосе генерации в 16 раз меньше – 50 Дж. Из этого следует, что генерация второй гармоники основной полосы с эффективностью более 6% будет энергетически эффективнее СО лазера на оберточных переходах, применительно к этой установке.

Особый интерес с точки зрения лидарного зондирования атмосферы имеет спектральный интервал от 4.2 до 4.8 мкм, который попадает между полосами генерации излучения СО лазера и захватывает окно прозрачности атмосферы. В настоящее время активно разрабатываются лазерные источники, действующие в этом спектральном интервале (см., например, [Doroshenko2012, Бадиков2007, Акимов2006]). Вместе с тем, существует возможность получить излучение в этом

спектральном интервале путём ГРЧ между линиями основной и оберточной полос излучения СО лазера или путем генерации излучения на суммарной частоте линий излучения СО и СО₂ лазера. Но расширения спектра излучения СО лазера в этот и другие спектральные интервалы путем преобразования частоты в нелинейных кристаллах не получило широкого развития из-за малой эффективности.

1.4 СО лазер для лазерной химии

Малая спектральная ширина линий излучения СО лазера в среднем ИК-диапазоне, в котором находятся линии и полосы поглощения различных веществ, позволяет осуществлять селективное возбуждение требуемого вещества. Это дает большие возможности для использования излучения СО лазера в таком важном направлении, как лазерная химия и разделение изотопов.

Многие органические молекулы с двойными связями С=О имеют частоты колебаний, попадающие в область генерации СО лазера, поэтому излучение СО лазера может использоваться для селективного возбуждения и диссоциации таких молекул, в том числе для получения изотопов ¹³С и ¹⁸О [Алейников1990 с.232]. Например, в работе [Абзианидзе1986] осуществлена изотопически-селективная диссоциация молекул карбонилхлорида СОСl₂ под воздействием излучения СО лазера. Излучение СО лазера, работающего на колебательно-вращательном переходе 11-10 Р(22) поглощалось молекулами ¹²С¹⁶ОСl₂, а излучение СО лазера, работающего на колебательно-вращательном переходе 14-13Р(17) - молекулами ¹³С¹⁶ОСl₂. Экспериментально удалось получить разделение изотопов карбонилхлорида с селективностью разделения ~4.

В работе [Lin1976] сообщается о возможности использования излучения СО лазера для селективного возбуждения молекул Н₂СО или D₂СО. Для возбуждения молекулы D₂СО предлагается использовать переход СО лазера 17-16 Р(8), а для молекулы Н₂СО предлагается использовать переход СО лазера 13-12 Р(16). Поскольку линии поглощения этих молекул не точно совпадают с линиями излучения СО лазера, в работе предлагается для получения точного резонанса осуществить штарковское смещение линии поглощения.

Особо стоит отметить работы посвящённые исследованию разделения изотопов урана при возбуждении молекул UF_6 излучением СО лазера [Eerkens1986, Bao-yu1992, Li2010, Baranov2010]. В диапазон генерации СО лазера попадает колебательная полоса поглощения молекулы UF_6 $3\nu_3$ с длиной волны ~ 5.3 мкм. Сложность изотопно-селективного лазерного возбуждения молекул UF_6 заключается в небольшом спектральном сдвиге между полосами поглощения молекул $^{235}\text{UF}_6$ и $^{238}\text{UF}_6$, который составляет $\sim 0.6 \text{ см}^{-1}$, и невысоком сечении поглощения полосы $3\nu_3$. Разделение колебательно-возбуждённых молекул от невозбуждённых может осуществляться различными методами. В работе [Eerkens1986] показано, что возбуждение колебания ν_3 должно играть существенную роль в фотоиндуцированной реакции $\text{UF}_6 + \text{HCl}$, которая используется в дальнейшем разделение продуктов.

Экспериментальное разделение изотопов молекулы UF_6 с помощью колебательного возбуждения фотохимической реакции $\text{UF}_6(3\nu_3) + \text{HCl}$ проводилось в работе [Bao-yu1992]. Для возбуждения молекул UF_6 , ячейка с реактивами располагалась внутри резонатора СО лазера. Непрерывный СО лазер работал в селективном режиме на частоте излучения 1876.3 см^{-1} , соответствующей максимуму сечения поглощения для молекул $^{235}\text{UF}_6$, которое было более чем на порядок выше, чем для молекул $^{238}\text{UF}_6$. Тем самым большее количество молекул $^{235}\text{UF}_6$ возбуждалось и выпадало в виде твёрдого продукта UF_5 . Селективность разделения изотопов урана, измеренная в эксперименте составляла 1.2. В работе [Li2010] рассчитывалась кинетика реакции $\text{UF}_6 + \text{HCl}$ для различных вариантов возбуждения молекул. В работе показано, что возбуждение молекул UF_6 комбинацией излучения СО и CO_2 лазеров позволяет значительно повысить селективность разделения до 4.

В работе [Baranov2010] предлагается осуществлять разделение изотопов урана путем подавления конденсации в сверхзвуковом потоке газа. Для изотопно-селективного лазерного возбуждения молекул UF_6 как и в предыдущих работах предлагается использовать СО лазер, работающий на длине волны в районе 5.3 мкм.

Недостатком использования СО лазера на длине 5.3 мкм для возбуждения молекулы UF_6 является то, что на один квант света приходится 3 колебательных кванта, а вероятность поглощения снижается на два порядка за каждый дополнительный колебательный возбужденный квант. То есть, сечение поглощения полосы $3\nu_3$ в районе длины волны 5.3 мкм на 4 порядка меньше, чем сечение поглощения фундаментальной полосы ν_3 в районе 16 мкм [Бао-юй1992]. Но на данный момент нет эффективных и мощных лазерных источников с узкой шириной линии излучения, работающих в спектральном диапазоне в районе 16 мкм. Требуемый лазерный источник может быть реализован методом генерации излучения на разностных частотах линий СО лазера в нелинейных кристаллах [Ионин2012а].

1.5 Нелинейные кристаллы для преобразования частоты излучения СО лазера

Из анализа работ по применению излучения СО лазера в газовом анализе и лазерной химии следует, что преобразованием частоты излучения в нелинейных кристаллах можно значительно расширить возможности СО лазера для решения этих задач. Основным требованием к нелинейным кристаллам (НК) для преобразования частоты СО лазера является низкие оптические потери в диапазоне генерации излучения накачки и преобразованного излучения. Также эти кристаллы должны иметь высокое оптическое качество, высокую нелинейность, высокий порог поверхностного разрушения и достаточное двулучепреломление для осуществления фазового синхронизма. Среди известных НК, многие из которых представлены в справочнике [Гурзадян1991], для преобразования частоты в среднем ИК диапазоне подходят Te , $CdGeAs_2$, $AgGaSe_2$, $AgGaS_2$, $PbIn_6Te_{10}$, $ZnGeP_2$ и $GaSe$.

Кристаллы Te и $CdGeAs_2$ обладают наибольшими значениями коэффициента нелинейности и широкими диапазонами прозрачности. Поэтому потенциально они являются наиболее эффективными для преобразования частоты излучения в среднем ИК диапазоне. Однако эти кристаллы обладают высокими оптическими потерями в спектральной области генерации СО лазера и требуют

криогенного охлаждения [Byer1971, Donald1968]. Но несмотря на это, кристалл CdGeAs_2 использовался в исследованиях ГРЧ излучения CO и CO_2 лазеров в интервале длин волн 15.6-16.5 мкм [Piltch1975, Kildal1974].

Работы [Piltch1975, Kildal1974], по-видимому, были направлены на создание лазерного источника для разделения изотопов урана, работающий на длине волны в районе 16 мкм. Однако использования метода ГРЧ CO и CO_2 лазера как источника 16 мкм излучения на тот момент не получила своего развития по ряду причин, которые рассмотрены в отчёте [Kelly1983]. В отчёте отмечено, что основная проблема получения высокой эффективности преобразования связана со сложностью осуществления оптимального временного перекрытия импульсов накачки (по результатам работы [Piltch1975]). Кроме того, для реализации эффективного 16 мкм источника необходима разработка новых CO лазеров излучающих короткие (наносекундные) мощные импульсы и необходима разработка соответствующих нелинейных кристаллов большого размера с высоким оптическим качеством.

Кристалл ZnGeP_2 имеет третий по величине коэффициент нелинейности среди представленных кристаллов, уступая только кристаллам Te и CdGeAs_2 . Спектр прозрачности этих кристаллов находится в диапазоне от 1 до 12 мкм [Гурзадян1991]. Этот кристалл имеет достаточное двулучепреломление для выполнения условий синхронизма различных трёхчастотных взаимодействий. Кристаллы ZnGeP_2 имеют максимально высокие механические свойства и лучевую стойкость среди представленных кристаллов, большую стойкость к влажности и термическим ударам, достаточно хорошо поддаются послеростовой обработке. По совокупности механических и оптических свойств кристаллы ZnGeP_2 являются наиболее предпочтительными для создания на их основе преобразователей частоты излучения среднего ИК-диапазона. Иногда этот кристалл называют стандартом нелинейных кристаллов среднего ИК-диапазона [Schunemann1999]. Наибольшее число экспериментальных работ по преобразованию частоты излучения CO лазера проведено с использованием именно этого кристалла.

Так в работе [Андреев1987b] осуществлена генерация второй гармоники излучения СО лазера ИЛГН-706 с мощностью 4.7 Вт. Выходная средняя мощность излучения второй гармоники составляла ~ 1 мВт, что соответствует эффективности $\sim 0.2\%$. Также в этой работе измерены углы и угловая ширина фазового синхронизма преобразования частоты излучения СО лазера.

В работе [Андреев1985] была получена ГВГ излучения непрерывного СО лазера в кристалле ZnGeP_2 в область спектра 2.3-3.1 мкм. Выходная мощность непрерывного СО лазера составляла 8.5 Вт. Около 70% мощности приходилось на 8 сильных линий излучения. Мощность преобразованного излучения составила 0.2-1.1 мВт, эффективность преобразования достигала $10^{-2}\%$. Была также осуществлена генерация второй гармоники на отдельной линии, выделенной с помощью дифракционной решетки. При мощности излучения накачки 0.8 Вт мощность излучения второй гармоники составляла 2 мкВт.

С точки зрения возможности увеличения мощности излучения накачки кристалла значительно эффективнее оказывается использование СО лазера с модуляцией добротности резонатора (МДР). МДР СО лазера не только увеличивает пиковые значения мощности, но и по сравнению с режимом свободной генерации значительно расширяет спектр генерации [Дубровина1974.]. А уменьшение средней мощности излучения в кристалле при импульсно-периодическом режиме работы лазера уменьшает его нагрев и увеличивает стойкость разрушению.

Удвоение частоты излучения СО лазера с МДР исследовалось в работах [Андреев1987а, Андреев1988]. В работе [Андреев1987а] по сравнению с работой [Андреев1987b], использовался более качественный кристалл ZnGeP_2 (коэффициент поглощения 0.1 см^{-1} в области спектра 3-8 мкм). Режим МДР СО-лазера был осуществлен с помощью вращающегося зеркала, помещенного внутрь резонатора. Частота модуляции изменялась в интервале от 10 до 200 Гц, средняя мощность излучения при этом изменялась в интервале от 60 до 250 мВт, а пиковая мощность достигала 350-500 Вт. Максимальная средняя мощность второй гармоники составила 4 мВт при мощности излучения накачки 194 мВт и

частоте модуляции 89 Гц. Максимальный коэффициент преобразования излучения во вторую гармонику составил ~3%.

В работе [Андреев1988] использовался СО лазер МДР и охлаждением проточной водой ($t \sim 10\text{C}$) аналогичный лазеру, используемому в работе [Андреев1987а], генерирующий на 80 линиях при частоте модуляции от 10 до 200 Гц. В качестве нелинейной среды использовался тот же, что и в [Андреев1987а] непросветленный кристалл ZnGeP_2 длиной 12 мм. Внешняя эффективность преобразования излучения составила 4.9%, что соответствует внутренней эффективности ~10%. Спектр преобразованного излучения составил более 200 линий в области 2.6-3.2 мкм. Средняя мощность второй гармоники составила 8.8 мВт при средней мощности накачки 180 мВт.

Другим интересным кристаллом для преобразования частоты излучения СО лазера является кристалл GaSe. Основное преимущество кристалла GaSe - высокая прозрачность в широком диапазоне длин волн от 0.62 до 20 мкм [Nikogosyan2005]. Также эти кристаллы имеют минимальное поглощение среди известных кристаллов в широком длинноволновом диапазоне 0.1-10 ТГц. Кристаллы GaSe обладают высоким двулучепреломлением (0.375 на длине волны 10.6 мкм), что обеспечивает выполнение условий синхронизма для различных трех-волновых взаимодействий во всей области их спектральной прозрачности. Благодаря своим линейным оптическим свойствам, они превосходят все перечисленные кристаллы по возможности реализации различных типов параметрических преобразований, а по нелинейным и тепловым свойствам близки к кристаллам ZnGeP_2 . Однако, кристаллы GaSe не нашли широкого практического применения из-за ряда недостатков. Весьма совершенная спайность кристалла GaSe обуславливает лёгкое расслоение и маленькую твёрдость. В силу этих причин они имеют небольшую лучевую стойкость и тяжело поддаются механической обработке. Большой показатель преломления (~2.5-3) ограничивает угол ввода излучения в кристалл, что делает невозможным на практике настроиться на направление фазового синхронизма для некоторых типов преобразования без применения особых усилий по вводу излучения в кристалл.

Для повышения механических свойств в кристаллы GaSe добавляют различные примеси. В настоящее время легирование этих кристаллов Te и S, оказывается наиболее эффективным с точки зрения повышения механических свойств и сохранения хороших оптических качеств [Suhre1997].

Экспериментальному исследованию преобразования частоты излучения СО лазера в кристалле GaSe посвящена только одна работа [Абдуллаев1972]. В работе [Абдуллаев1972] получена генерация второй гармоники СО лазера в кристалле GaSe длиной 0.3 мм при взаимодействии I типа, СО лазер работал длине волны 5.3 мкм. Были измерены углы фазового синхронизма ГВГ. Энергетические характеристики излучения второй гармоники приведены не были.

Кристаллы AgGaS_2 и AgGaSe_2 имеют широкий диапазон прозрачности близкий к диапазону прозрачности кристаллов GaSe (от 0.5 до 13 мкм и 0.71-18 мкм, соответственно [Гурзадян1991]). Однако коэффициент нелинейности кристаллов AgGaS_2 и AgGaSe_2 в 15 и 4 раза меньше, чем у кристалла GaSe [Bhar1995], соответственно. Поэтому эти кристаллы оказались менее эффективными для преобразования частоты излучения СО лазера и не получили широкого применения.

В работе [Kildal1973] сообщается о генерации второй гармоники излучения непрерывного СО лазера с длиной волны, перестраиваемой от 5.2 мкм до 6.0 мкм. Измеренные углы фазового синхронизма для генерации второй гармоники по I типу составили от 42.2° до 40.25° . В работе [Kildal1973] также исследовалась генерация суммарных и разностных частот излучения СО и CO_2 лазеров.

Кристалл $\text{PbIn}_6\text{Te}_{10}$ является новым нелинейно оптическим материалом. Достоинством этого кристалла является уникально широкий диапазон прозрачности, перекрывающий диапазон длин волн от 2 до 25 мкм без наличия пиков фононного поглощения [Avanesov2011]. Этот кристалл обладает высокой твердостью и приемлемым двулучепреломлением. Однако важный недостаток этого кристалла – это низкая теплопроводность и характерная в этом случае низкая лучевая стойкость. Кроме того, при выращивании кристалла наблюдается неоднородность стехиометрического состава кристалла и соответственно

неоднородность оптических свойств, таких как двулучепреломление. Работ по преобразованию частоты СО лазера в этом кристалле в литературе найти не удалось.

Обзор научных работ показал, что из представленных нелинейных кристаллов среднего ИК-диапазон, подходящих для преобразования частоты излучения СО лазера, наиболее перспективными являются кристалл ZnGeP_2 , как лучший по совокупности оптических, температурных и механических свойств, и кристалл GaSe , как кристалл с широким спектром прозрачности, высоким двулучепреломлением и высоким коэффициентом нелинейности.

Максимальная внешняя эффективность ГВГ излучения СО лазера была получена в кристалле ZnGeP_2 и составляет 4.9% [Андреев1988]. Дальнейшее повышение эффективности преобразования может быть получено при накачке кристалла импульсами СО лазера наносекундной длительности. Так, например, в работе [Андреев1987а] продемонстрирована генерация второй гармоники излучения CO_2 лазера в непросветленном кристалле ZnGeP_2 с внешней эффективностью $49 \pm 5\%$, которая соответствует внутренней эффективности $\sim 80\%$. Такая высокая эффективность получена при накачке кристалла одиночными импульсами длительностью 2 нс и энергией 0.02 Дж. Интенсивность излучения достигала 1 ГВт/см^2 .

Импульсы СО лазера длительностью в несколько наносекунд могут быть получены при реализации режима синхронизации мод [Nurmiko1974, Nurmiko1975]. Однако работ, в которых для преобразования частоты излучения использовался СО лазер в режиме синхронизации мод, в научной литературе найти не удалось.

1.6 Выводы к Главе 1.

Обзор научной литературы показал, что высокая мощность, большое число спектральных линий генерации в среднем ИК диапазоне, возможность перестройки по колебательно-вращательным переходам, малая спектральная ширина отдельной линии и высокая стабильность частоты излучения дает широкие возможности по применению СО лазера в различных научных и прикладных

направлениях, в особенности в газовом анализе и фотохимии. Однако, возможности применения излучения СО лазера в решении ряда задач ограничено точностью совпадения частоты колебательно-вращательного перехода СО лазера с частотой линии поглощения вещества. Кроме того, существует потребность развития новых мощных источников лазерного излучения среднего и дальнего ИК диапазона.

Методом преобразования частоты излучения СО лазера в нелинейных кристаллах можно значительно обогатить и расширить спектр лазерного излучения в широком интервале длин волн от ближнего до дальнего ИК диапазона. Однако, в работах по преобразованию частоты излучения СО лазера в нелинейных кристаллах использовались импульсы излучения микросекундной и более длительностью, поэтому эффективность преобразования была не высокой (не превышала 10%). Таким образом, для обогащения и расширения спектра СО лазера путем преобразования частоты его излучения в нелинейных кристаллах требуется развитие СО лазерных систем, излучающих мощные наносекундные импульсы, и применение излучения таких лазерных систем для накачки кристаллов.

Глава 2. Расчёт углов фазового синхронизма для преобразования частоты излучения СО лазера.

2.1 Расчёт углов фазового синхронизма генерации второй гармоники и суммарных частот в кристаллах $ZnGeP_2$ и $GaSe$.

Генерация излучения на второй гармонике, суммарных и разностных частотах связана с квадратичным членом в разложении поляризации P по степеням электрического поля E_0 световой волны [Дмитриев1982]:

$$P = \chi E_0 + \chi^{(2)} E_0^2 + \chi^{(3)} E_0^3 + \dots + \chi^{(m)} E_0^m, \quad (2.1)$$

где $\chi^{(m)}$ – коэффициенты нелинейной восприимчивости m -ого порядка

Для достижения максимальной эффективности преобразования частоты излучения необходимо выполнение фазового согласования взаимодействующих волн (фазовый синхронизм). Другими словами взаимодействующие волны должны двигаться внутри кристалла с одинаковыми фазовыми скоростями.

В общем случае условие фазового синхронизма для 3-х волнового взаимодействия может быть описано и рассчитано по выражениям:

$$\vec{k}_1 + \vec{k}_2 = \vec{k}_3, \quad (2.2a)$$

$$\omega_1 + \omega_2 = \omega_3, \quad (2.2б)$$

где k_1, k_2, k_3 волновые вектора излучения на частотах $\omega_1, \omega_2, \omega_3$ соответственно. Выражение (2.2a) можно интерпретировать как закон сохранения импульса, а выражение (2.2б) как закон сохранения энергии.

Однако в области прозрачности диэлектрика не содержащих фундаментальных полос поглощения, дисперсия показателя преломления является нормальной: с ростом частоты показатель преломления увеличивается. Поэтому волны с разными частотами распространяются в кристалле с различными фазовыми скоростями. Достижения фазового синхронизма возможно в оптически анизотропных (двулучепреломляющих) кристаллах. Внутри оптически анизотропной среды в определенных направлениях распространяются две линейно-поляризованные волны на одной и той же частоте с различными скоростями, если векторы поляризации волн взаимно перпендикулярны. Каждой

из волн соответствует своя поверхность значений показателя преломления (индикатриса показателя преломления), наглядно показывающая, как зависит от направления волнового вектора показатель преломления для данной длины волны. В одноосных кристаллах одна из индикатрис показателя преломления есть сфера, соответствующая обыкновенной световой волне, её показатель преломления (главное значение показателя преломления n_o) не зависит от направления волнового вектора. Вторая индикатриса – эллипсоид вращения вокруг оптической оси кристалла. Она соответствует необыкновенной волне, её показатель преломления зависит от угла θ , между направлением волнового вектора и оптической осью кристалла. Зависимость показателя преломления необыкновенной волны от угла θ определяется формулой [Гурзадян1991 С.6]:

$$n^e(\theta) = n^o \sqrt{\frac{1 + \operatorname{tg}^2(\theta)}{1 + (n^o \operatorname{tg}(\theta) / n^e)^2}}, \quad (2.3)$$

где n_e - показатель преломления необыкновенной волны в направлении перпендикулярном к оптической оси (главное значение). Если $n_e < n_o$, то одноосный кристалл называется отрицательным (например, кристалл GaSe), если $n_e > n_o$ – положительным (например, кристалл ZnGeP₂).

Выполнение условий (2.2а и 2.2б) возможно в одноосных (и двуосных) кристаллах при распространении волн в одном направлении (скалярный фазовый синхронизм) под определенным углом к оптической оси. Это направление называют направлением фазового синхронизма, а угол – углом фазового синхронизма. Кроме скалярного фазового синхронизма в одноосных нелинейных кристаллах возможно осуществление векторного фазового синхронизма, когда волновые вектора взаимодействующих волн не коллинеарные, однако в данной работе будет рассматриваться только случай скалярного фазового синхронизма.

Различают два типа трехчастотных взаимодействий. Если волны накачки имеют одинаковую поляризацию, то взаимодействие называется взаимодействием I типа ($oo \rightarrow e$ в отрицательных кристаллах и $ee \rightarrow o$ в положительных). Если волны накачки имеют взаимно перпендикулярные поляризации, то взаимодействие называется взаимодействием II типа ($oe \rightarrow e$ и $eo \rightarrow e$ в отрицательных кристаллах,

$oe \rightarrow o$ и $eo \rightarrow o$ – в положительных). Тогда с учетом типа кристалла выражение (2.2a) можно переписать в виде, более удобном для проведения расчётов:

$$\frac{n_1^{o,e}}{\lambda_1^{o,e}} + \frac{n_2^{o,e}}{\lambda_2^{o,e}} = \frac{n_3^{e,o}}{\lambda_3^{e,o}}, \quad (2.4)$$

где n_1, n_2, n_3 – показатели преломления на длинах волн $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$ соответственно. В данном обозначении с увеличением индекса длина волны излучения уменьшается.

Главные значение показателей преломления для обыкновенной и необыкновенной волн (n_o, n_e) в кристалле ZnGeP_2 определялись по дисперсионным уравнениям Сельмейера:

$$n_{o,e}^2 = A_{o,e} + B_{o,e} \lambda^2 / (\lambda^2 - C_{o,e}) + D_{o,e} \lambda^2 / (\lambda^2 - E_{o,e}), \quad (2.5)$$

где $A_{o,e}, B_{o,e}, C_{o,e}, D_{o,e}, E_{o,e}$ – коэффициенты, представленные в работе [Бхар1987].

Для простоты рассмотрим процесс ГВГ, который является частным случаем ГСЧ, и соответствует условию:

$$\begin{aligned} \omega_1 = \omega_2 = \omega & & \lambda_1 = \lambda_2 = \lambda \\ \omega_3 = 2 \cdot \omega & \text{или} & \lambda_3 = \lambda / 2 \end{aligned} \quad (2.6)$$

Для ГВГ в кристалле ZnGeP_2 (с учетом (2.6)) выражение (2.4) можно представить в виде:

$$2 \cdot n^e(\lambda, \theta) = n^o(2 \cdot \lambda) \quad (2.7)$$

Углы ФС ГВГ в кристалле ZnGeP_2 рассчитывались по уравнениям (2.3), (2.5) и (2.7). На Рис. 2.1 представлена рассчитанная зависимость внутреннего угла ФС (θ) от длины волны излучения накачки, для ГВГ в кристалле ZnGeP_2 по I типу взаимодействия.

Фазовый синхронизм ГВГ в кристалле ZnGeP_2 может быть осуществлен практически во всем диапазоне прозрачности кристалла от 3 мкм до 10 мкм. Также следует отметить, что график зависимости угла ФС от длины волны для ГВГ в кристалле ZnGeP_2 имеет минимум в районе длины волны 5.8 мкм, что соответствует не критичному фазовому синхронизму.

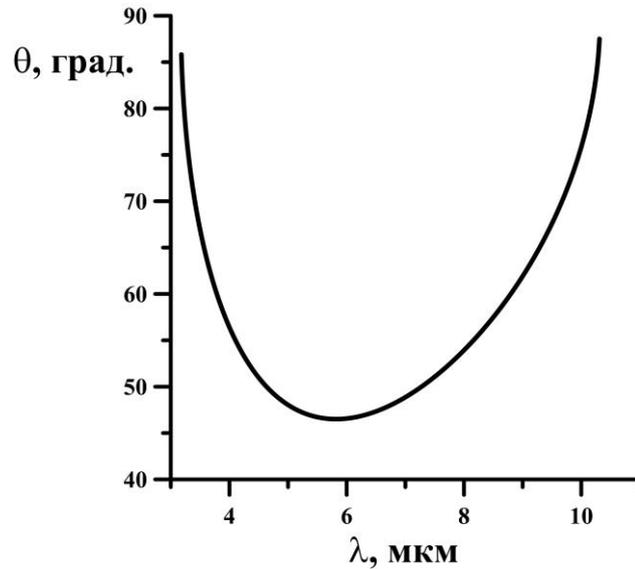


Рис 2.1. Угол ФС ГВГ в нелинейном кристалле ZnGeP_2 в зависимости от длины волны излучения накачки.

При некритичном ФС возможно преобразование излучения с большой спектральной отстройкой, то есть возможно преобразование широкополосного излучения. Спектр основной полосы СО лазера (4.8 - 8.2 мкм) находится в области минимума дисперсионной зависимости угла ФС, поэтому широкий спектр излучения неселективного СО лазера может быть преобразован в излучение ГВГ и ГСЧ при фиксированном положении кристалла.

Аналогичные расчеты углов ФС ГВГ проведены и для кристалла GaSe. Дисперсионные уравнения для главных значений показателей преломления обыкновенного и необыкновенного лучей в кристалле GaSe выписаны в явном виде [Vodopyanov1995], где длина волны λ задана в микронах.

$$\begin{aligned}
 n_o^2 &= 7.443 + \frac{0.4050}{\lambda^2} + \frac{0.0186}{\lambda^4} + \frac{0.061}{\lambda^6} + \frac{3.1485\lambda^2}{\lambda^2 - 2194}, \\
 n_e^2 &= 5.76 + \frac{0.3879}{\lambda^2} - \frac{0.2288}{\lambda^4} + \frac{0.1223}{\lambda^6} + \frac{1.8550\lambda^2}{\lambda^2 - 1780}.
 \end{aligned}
 \tag{2.8}$$

На Рис. 2.2 представлена рассчитанная зависимость внутреннего угла ФС (θ), для ГВГ в кристалле GaSe по I и II типу взаимодействия.

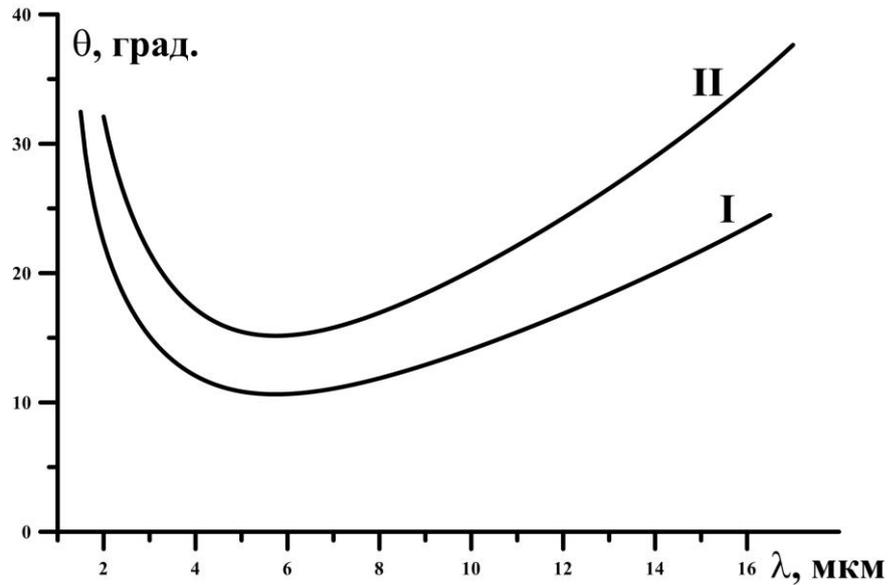


Рис.2.2. Углы фазового синхронизма ГВГ по I и II типу взаимодействия в кристалле GaSe в зависимости от длины волны излучения накачки

Из-за слоистой структуры, изготовление кристаллов GaSe с произвольной ориентацией граней к оптической оси весьма затруднительно, поэтому ввод/вывод излучения под большими углами к оптической оси составляет отдельную сложную задачу. Однако в широком диапазоне длин волн от 2 мкм до 16 мкм внутренние углы ФС по I типу не превышают 20° и эти процессы могут быть реализованы без применения особых усилий для ввода/вывода излучения, что значительно шире, чем диапазон ГВГ в кристалле ZnGeP_2 .

Углы ФС ГВГ по II типу в диапазоне длин волн 3-9 мкм не превышают 20° и поэтому ГВГ по II типу также может быть реализована без применения особых усилий для ввода/вывода излучения. Минимум дисперсионной зависимости угла ФС ГВГ по I и II типу, также как и для кристалла ZnGeP_2 , находится вблизи длины волны 5.8 мкм. Поэтому в кристалле GaSe также возможно преобразование широкополосного излучения.

Проведены расчёты угловой ширины фазового синхронизма ГВГ по I типу в кристалле ZnGeP_2 . Угловой шириной ФС является угловая отстройка $\Delta\theta$ от точного угла ФС, при которой эффективность преобразования уменьшается в 2 раза. Мощность излучения ГВГ может быть рассчитана по следующей формуле [Гурздян1991]:

$$P_2 = \frac{2\pi^2 d_{eff}^2 L_c^2 P_1^2}{\varepsilon_0 c n_1^2 n_2 \lambda_2^2 S_r} \text{sinc}^2\left(\frac{|\Delta k| L_c}{2}\right), \quad (2.9)$$

где d_{eff} (м/В) - эффективная нелинейность среды, L_c (м) - длина кристалла, $P_{1,2}$ (Вт) - мощность излучения основной частоты и ГВГ соответственно, n_i - показатели преломления на длинах волн λ_i с учётом поляризации, S_r (м²) - площадь сечения лазерного пучка, c (м/с) - скорость света в вакууме, ε_0 (А·с/В·м) - диэлектрическая проницаемость вакуума.

Падение мощности преобразованного излучения в 2 раза соответствует значению волновой расстройки [Гурзядян1991]:

$$\Delta k = \frac{0,886\pi}{L_c}. \quad (2.10)$$

В явной форме, выражения для угловой ширины фазового синхронизма может быть записано в виде [Гурзядян1991]:

$$\Delta\theta = \frac{1,772\pi}{L_c} \left(\left| \frac{d(\Delta k)}{d\theta} \right| \right)^{-1} \quad (2.11)$$

Выражение для Δk может быть получено из условия, что выражение (2.2а) выполняется не строго, тогда волновая расстройка Δk для I типа преобразования в кристалле ZnGeP₂ может быть рассчитана по формуле:

$$\Delta k = k_3 - (k_1 + k_2) = 2\pi \frac{n_3^o}{\lambda_3} - \left(2\pi \frac{n_1^e}{\lambda_1} + 2\pi \frac{n_2^e}{\lambda_2} \right) \quad (2.12)$$

На Рис. 2.3 представлена зависимость угловой ширины ФС ГВГ от длины волны накачки для кристалла ZnGeP₂. Расчёт осуществлялся по формулам (2.11) и (2.12) и дисперсионным уравнениям из работы [Бхар1987]. Длина кристалла L_c (17мм) принималась равной длине кристалла, используемого в последующих экспериментах. Для спектра излучения СО лазера (5.0-7.5 мкм) угловая ширина синхронизма составляет 0.2° – 0.3°. С учётом преломления излучения на границе воздух - кристалл (коэффициента преломления $n \sim 3$) внешняя угловая ширина ФС составляет 0.6° – 0.9°. Рассчитанная угловая ширина ФС согласуется с

экспериментально измеренной для излучения с длиной волны ~ 5.6 мкм в работе [Андреев1988].

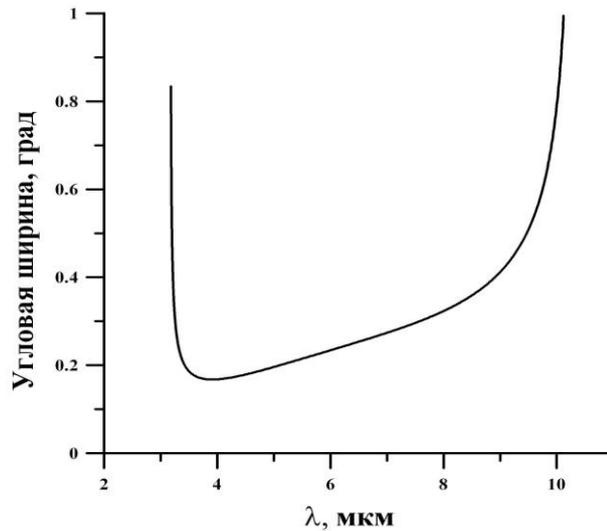


Рис. 2.3. Угловая ширина фазового синхронизма ГВГ в кристалле $ZnGeP_2$ в зависимости от длины волны излучения накачки

Для оценки ширины спектра излучения СО лазера, которая может быть преобразована во вторую гармонику и суммарные частоты в кристалле $ZnGeP_2$, рассчитана спектральная ширина фазового синхронизма. Спектральной шириной ФС является спектральная отстройка $\Delta\lambda$ излучения накачки от точного соблюдения ФС, при которой эффективность преобразования уменьшается в 2 раза. В явной форме, выражения для спектральной ширины ФС может быть записано в виде [Гурзадян1991]:

$$\Delta\lambda = \frac{1,772\pi}{L_c} \left(\left| \frac{d(\Delta k)}{d\lambda} \right| \right)^{-1} \quad (2.13)$$

При расчёте спектральной ширины ФС ГВГ в кристалле $ZnGeP_2$ выражение (2.13) на длине волны $\lambda \approx 5.8$ мкм (минимум функции) обращается в бесконечность. Поэтому для определения спектральной ширины ФС, используя выражение (2.2), численно рассчитывалась отстройка по длине волны $\Delta\lambda$ для каждой длины волны λ , при которой волновая расстройка Δk соответствует условию (2.8). На Рис. 2.4а представлены зависимости спектральной ширины ФС ГВГ в кристалле $ZnGeP_2$ от длины волны излучения накачки λ для положительной отстройки $\Delta\lambda$ (штриховая линия) и отрицательной отстройки $\Delta\lambda$

(пунктирная линия). Путём их сложения получена полная спектральная ширина (сплошная кривая).

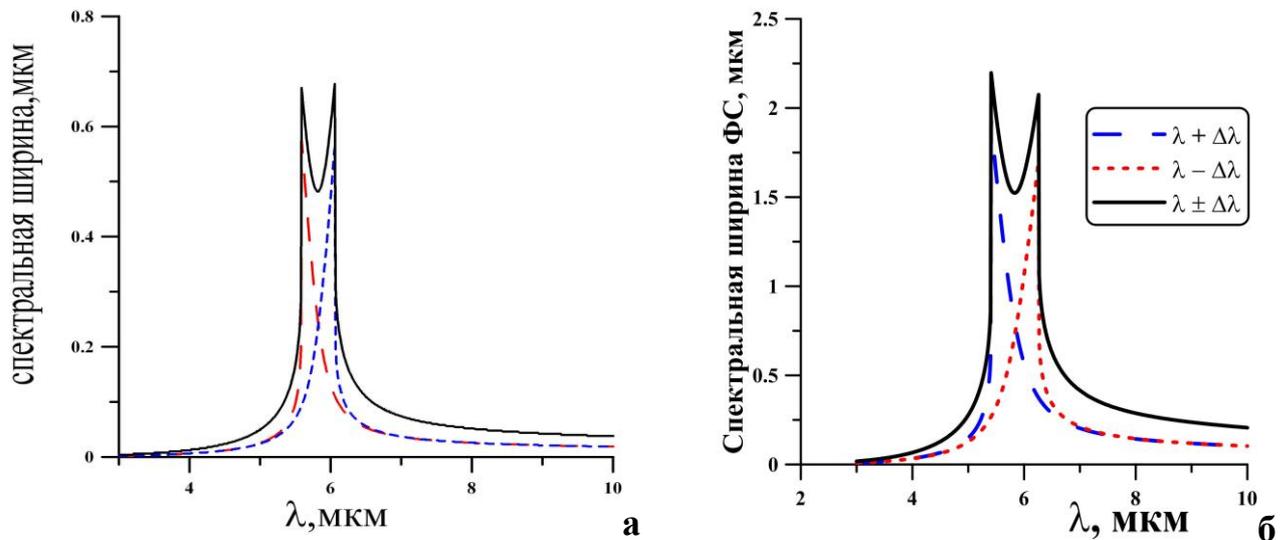


Рис.2.4 Зависимость спектральной ширины фазового синхронизма ГВГ (а) и ГСЧ (б) в кристалле ZnGeP_2 от длины волны излучения накачки λ

Зависимость полной спектральной ширины ФС ГВГ от длины волны имеет два пика амплитудой ~ 0.7 мкм, которые соответствуют длинам волн 5.5 мкм и 6.1 мкм. Между пиками спектральная ширина падает до 0.5 мкм на длине волны 5.8 мкм.

Аналогично определялась зависимость спектральной ширины фазового синхронизма ГСЧ от длины волны накачки кристалла. В данном случае рассматривался процесс суммирования частот, где одна волна накачки имеет длину волны λ , а вторая - длину волны $\lambda + \Delta\lambda$. По формулам (2.12) и (2.13) численно рассчитывалась спектральная отстройка $\Delta\lambda$ для каждой длины волны λ , при которой мощность излучения на суммарной частоте падает в 2 раза. Результат расчёта спектральной ширины ФС ГСЧ представлен на Рис. 2.4б.

Максимальное значение спектральной ширины ГСЧ соответствует центральной длине волны 5.4 мкм и углу ФС 46.9° , в этом случае в спектральную ширину ГСЧ попадает интервал длин волн 5.15-7.34 мкм. Рассчитанное значение спектральной ширины ФС ГСЧ составляет ~ 2.2 мкм (580 см^{-1}), что превышает в 3 раза рассчитанное значение спектральной ширины ГВГ

и превышает данные работы [Андреев1988] более чем в 2.5 раза, так как в [Андреев1988], по-видимому, рассматривался только процесс ГВГ.

Аналогичные расчёты спектральной и угловой ширины ФС ГВГ проведены для кристалла GaSe длиной 4 мм, который использовался в последующих экспериментах. На Рис. 2.5 приведена зависимость угловой ширины ФС от длины волны накачки в кристалле GaSe.

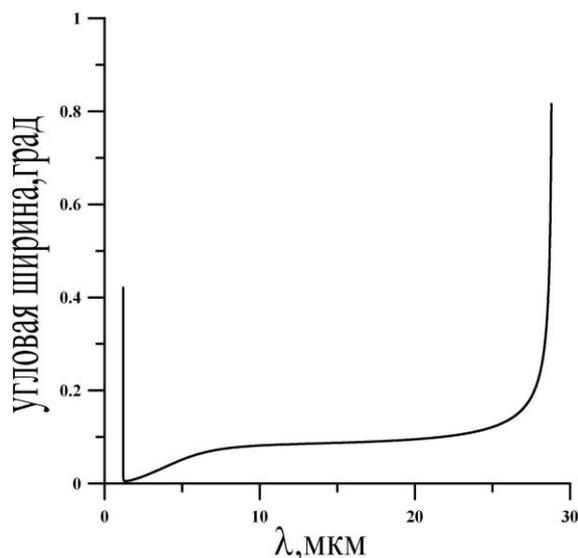


Рис. 2.5 Зависимость угловой ширины ФС ГВГ в кристалле GaSe от длины волны излучения накачки λ

Для спектра основной полосы генерации СО лазера (5-8 мкм) угловая ширина ФС ГВГ составляет $0.05^\circ - 0.08^\circ$, что в 3-4 раза меньше, чем для кристалла $ZnGeP_2$. Это означает, что при ошибке установки угла кристалла GaSe от угла ФС всего на $0.05^\circ - 0.08^\circ$, эффективность ГВГ снижается в 2 раза. Поэтому эффективность ГВГ в кристалле GaSe должна более резко зависеть от настройки на направление ФС и расходимости лазерного излучения, по сравнению с кристаллом $ZnGeP_2$. На рисунке 2.6 показана рассчитанная зависимость спектральной ширины ФС ГВГ в кристалле GaSe от длины волны накачки кристалла.

Спектральная ширина ГВГ в кристалле GaSe оказалась значительно шире, чем в кристалле $ZnGeP_2$, вследствие меньшей длины кристалла. Максимальная спектральной ширины ФС ГВГ достигает значения ~ 1.8 мкм на длинах волн 5.2 мкм и 6.4 мкм.

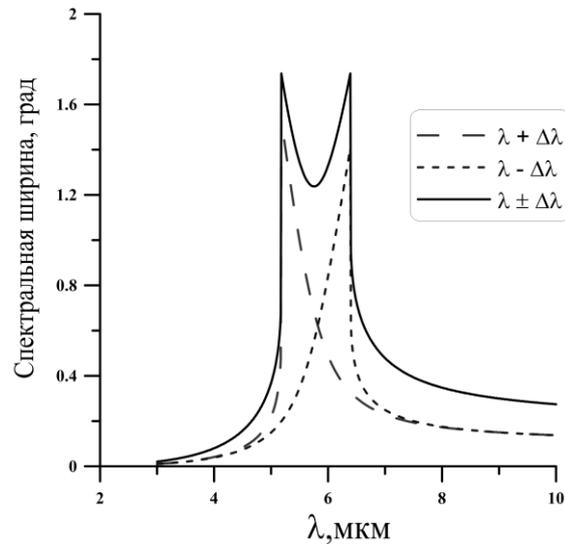


Рис.2.6 Зависимость спектральной ширины ФС ГВГ в кристалле GaSe от длины волны излучения накачки λ

Поэтому благодаря большой спектральной ширине ФС в кристалле GaSe также возможно широкополосное преобразование излучения СО лазера во вторую гармонику и суммарные частоты.

2.2 Расчёт углов фазового синхронизма генерации излучения в спектральном интервале 4.0-9.0 мкм в кристаллах $ZnGeP_2$ и GaSe.

Лазер на окиси углерода обладает широким спектром излучения в основной 4.7-8.2 мкм и оберточной 2.5-4.2 мкм колебательных полосах генерации. Однако между полосами генерации имеется интервал длин волн 4.2-4.7 мкм, в котором СО лазер не излучает. Как отмечалось в обзоре литературы (Глава 1), спектральный интервал от 4.2 мкм до 4.7 мкм, расположенный между полосами генерации излучения СО лазера, представляет интерес для газового анализа. Путем ГРЧ между линиями основной и оберточной полос излучения СО лазера в кристаллах $ZnGeP_2$ и GaSe можно перекрыть широкий спектральный интервал, в том числе и интервал 4.2-4.7 мкм. Поэтому в данном разделе представлены результаты расчётов углов ФС для такого взаимодействия.

Для расчета углов ФС ГРЧ в диапазон длин волн 4-5 мкм по I типу взаимодействия в кристалле $ZnGeP_2$ использовалось выражение:

$$\frac{n_{SF}^o}{\lambda_{SF}^o} - \frac{n_F^e}{\lambda_F^e} = \frac{n_{DF}^e}{\lambda_{DF}^e}, \quad (2.14)$$

где λ_{SF} – длина волны излучения в области генерации оберточной полосы СО лазера, λ_F – длина волны излучения в области генерации основной полосы СО лазера, λ_{DF} – длина волны излучения ГРЧ, n_{SF}, n_F, n_{DF} – показатели преломления кристалла $ZnGeP_2$ на длинах волн $\lambda_{SF}, \lambda_F, \lambda_{DF}$, соответственно.

На Рис. 2.7 представлены рассчитанные внутренние углы ФС θ_{DF} для ГРЧ между излучением оберточной и основной полос СО лазера в зависимости от длины волны излучения ГРЧ λ_{DF} . Три линии на Рис. 2.7 соответствуют длинам волн излучения СО лазера $\lambda_F = 5.0$ мкм, 5.6 мкм и 6.0 мкм. Длина волны излучения λ_{SF} возрастает вдоль линий слева направо от 2.5 до ~ 3.3 мкм, при этом увеличение величины λ_{SF} на каждые 0.1 мкм отмечено (для спектральной привязки) точкой на каждой линии.

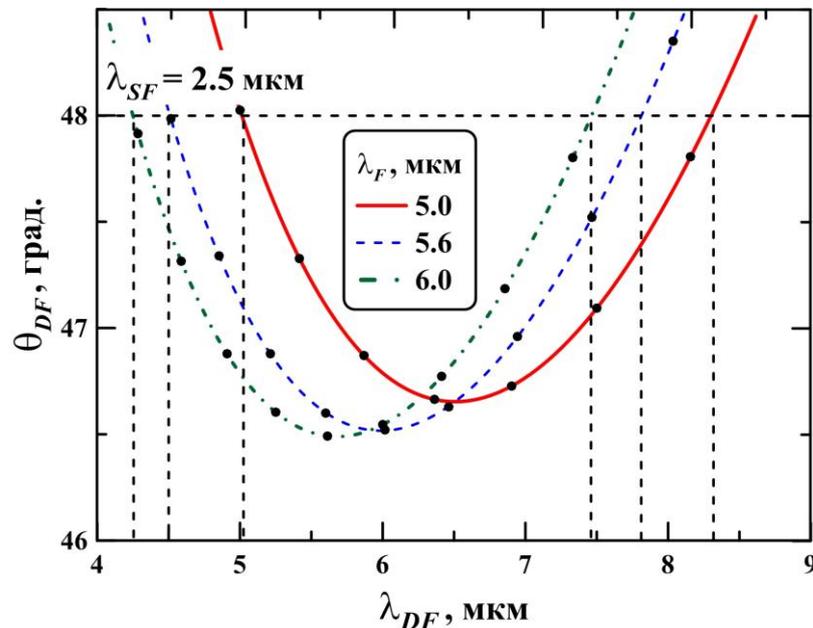


Рис. 2.7. Внутренние углы фазового синхронизма ГРЧ I типа в кристалле $ZnGeP_2$, между излучением основной полосы СО лазера ($\lambda_F = 5.0, 5.6$ и 6.0 мкм) и излучением оберточной полосы СО лазера ($\lambda_{SF} = 2.5 - 3.3$ мкм) в зависимости от длины волны ГРЧ λ_{DF} .

Взаимодействие излучения с $\lambda_{SF} = 2.5$ мкм и излучения с $\lambda_F = 5.6$ мкм при угле ФС 48° приводит к генерации излучения с длиной волны $\lambda_{DF} \approx 4.5$ мкм. Отметим, что при этом же самом угле возможна ГРЧ с длиной волны $\lambda_{DF} \approx 7.8$ мкм между излучением $\lambda_{SF} = 3.25$ мкм и излучением с $\lambda_F = 5.6$ мкм. Аналогичные варианты ГРЧ возможны и для других линий основной полосы СО лазера, например $\lambda_F = 5.0$ мкм и $\lambda_F = 6.0$ мкм. Таким образом, путем ГРЧ между линиями

основной и оберточной полос СО лазера в кристалле ZnGeP_2 также возможно расширение спектра генерации СО лазера как в интервал длин волн 4 – 8.5 мкм.

Аналогичные расчёты проведены для ГРЧ между излучением оберточной полосы СО лазера и излучения основной полосы СО лазера в кристалле GaSe (Рис. 2.8). Три линии, представленные на Рис. 2.8, соответствуют длинам волн излучения СО лазера: 5.0 мкм, 5.5 мкм и 6.0 мкм. Длина волны λ_{SF} возрастает вдоль линий слева направо, при этом увеличение λ_{SF} от 2.4 мкм до 3.4 мкм на каждые 0.1 мкм отмечено (для спектральной привязки) точкой на каждой кривой.

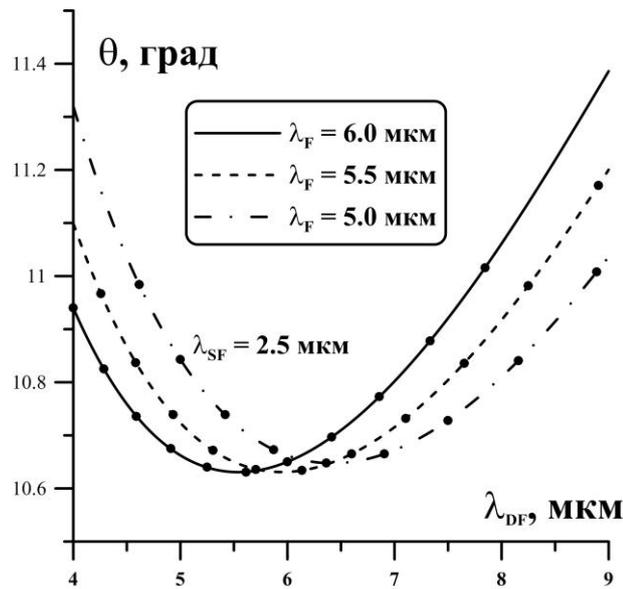


Рис. 2.8. Внутренние углы фазового синхронизма ГРЧ I типа в кристалле GaSe, между излучением основной полосы СО лазера ($\lambda_F = 5.0, 5.5$ и 6.0 мкм) и излучением оберточной полосы СО лазера ($\lambda_{SF} = 2.4 - 3.4$ мкм) в зависимости от длины волны ГРЧ λ_{DF} .

Путем ГРЧ между линиями основной и оберточной полос СО лазера в кристаллах GaSe также возможно расширение спектра генерации СО лазера в интервал длин волн 4.0 – 8.5 мкм.

Из сравнения Рис. 2.1 и Рис. 2.7 видно, что в кристалле ZnGeP_2 процессы ГРЧ и ГВГ могут происходить одновременно при одном и том же угле ФС. Так, например, угол 48° соответствует углу ФС ГВГ с длиной волны $\lambda_{SF} = 2.5$ мкм (Рис 2.1). При этом, как было показано выше, угол ФС ГРЧ с длиной волны ~ 4.5 мкм при смешении излучения с длинами волн $\lambda_F = 5.6$ мкм и $\lambda_{SF} = 2.5$ мкм также равен 48° . Таким образом, при накачке кристалла излучением с широким спектром от 5 до 6 мкм, под углом ФС 48° можно ожидать одновременную

генерацию излучения второй гармоники и суммарных частот вблизи длины волны 2.5 мкм по I типу. И в том же самом кристалле будет происходить генерация излучения с длиной волны $\lambda_{DF} \sim 4.5$ мкм путем ГРЧ между излучением с $\lambda_{SF} \sim 2.5$ мкм и $\lambda_F \sim 5.6$ мкм I типу.

Подобная двухкаскадная генерация ГСЧ (ГВГ) и ГРЧ в одном кристалле ZnGeP_2 может происходить и в другом интервале длин волн. Например, угол 48° соответствует углу ФС ГВГ с длиной волны $\lambda_{SF} \sim 3.35$ мкм (Рис 2.1). Выше было показано, что при этом же угле ФС 48° может происходить ГРЧ с длиной волны ~ 7.8 мкм при смешении излучения с длинами волн $\lambda_F = 5.6$ мкм и $\lambda_{SF} = 3.25$ мкм. Несмотря на то, что длина волны ГВГ $\lambda_{SF} \sim 3.35$ мкм и требуемая для ГРЧ длина волны $\lambda_{SF} \sim 3.25$ мкм не совпадают, эта неточность может быть компенсирована благодаря спектральной ширине ГСЧ в кристалле ZnGeP_2 (Рис. 2.4). Поэтому при накачке широкополосным излучением от 6.0 мкм до 7.0 мкм, можно ожидать одновременную двухкаскадную генерацию суммарных и разностных частот в одном кристалле ZnGeP_2 .

Для определения ширины спектра ГРЧ, который можно реализовать при двухкаскадном преобразовании частоты и оценить спектральную ширину ФС ГРЧ численно рассчитывалась коэффициент $A = \text{sinc}^2\left(\frac{\Delta k \cdot L}{2}\right)$, отвечающий за снижение эффективности преобразования при неточном фазовом синхронизме (см. формулу 2.9). В нашем случае коэффициент A можно считать, как относительная эффективность преобразования, которая достигает максимального значения 1, при точном ФС. Волновая расстройка Δk определялась по формуле (2.12).

В расчётах в качестве одной волны накачки, участвующей в ГРЧ, была выбрана вторая гармоника на фиксированной длине волны 2.5 мкм, генерируемая при угле ФС 48.04° . Длина волны второй волны λ_F варьировалась в спектральном интервале от 3.0 мкм до 10.0 мкм, при этом рассматривается преобразование, при котором длина волны ГРЧ попадает в спектральный интервал от 3.3 мкм до 10 мкм. Длина кристалла в расчётах равнялась 17 мм. Результаты расчётов представлены на Рис. 2.9.

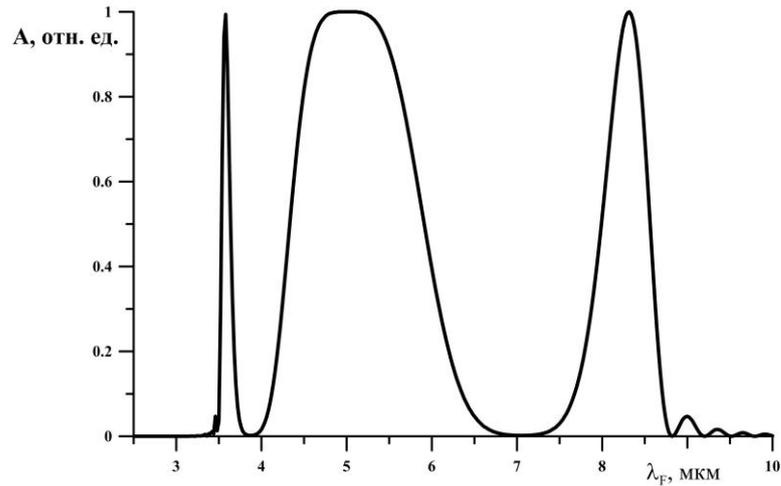


Рис. 2.9 Относительной эффективности ГРЧ A в кристалле ZnGeP_2 между излучением с длиной волны 2.5 мкм и излучением с длиной волны λ_F в зависимости от длины волны λ_F

Рис. 2.9 демонстрирует, с какими длинами волн излучения основной полосы СО лазера и излучение второй гармоники на фиксированной длине волны 2.5 мкм могут давать ГРЧ и какие при этом длины волн ГРЧ будут получены. Значение коэффициента A , равное единице, соответствует максимальной эффективности преобразования.

Зависимость коэффициента A от длины волны имеет три пика в районе длин волн 3.7 мкм, 5 мкм и 8 мкм. Правый пик соответствует генерации разностной частоты вблизи длины волны 8 мкм при смешении излучения с длинами волн в область 2.5 мкм и 3.7 мкм. Левый пик соответствует обратному процессу - генерации разностной частоты вблизи длины волны 3.7 мкм при смешении излучения с длинами волн 2.5 мкм и 8 мкм. Процессу ГРЧ в интервал длин волн 4-5 мкм (левая часть Рис. 2.7) соответствует средний пик, с центром вблизи длины волны 5 мкм. Падение эффективности преобразования в 2 раза соответствует крайним длинам волн 4.3 мкм и 6.0 мкм. Из этого следует, что линии излучения накачки с длиной волны более 6.0 мкм не могут эффективно участвовать в ГРЧ при рассмотренной ориентации кристалла. Таким образом расчёты показывают, что при накачке кристалла ZnGeP_2 широкополосным многочастотным излучением СО лазера от 5.0 до 6.0 мкм под углом ФС 48° возможна широкополосная двухкаскадная ГСЧ вблизи 2.5 мкм и ГРЧ в интервале длин волн 4.3-5.0 мкм.

Аналогичные расчёты коэффициента A проведены и для ГРЧ в интервал длин волн 7-8.5 мкм (правая часть Рис. 2.7). Расчёты проводились для того же самого угла ФС кристалла ZnGeP_2 48.04° . На Рис. 2.10 представлены результаты расчётов при смешении линий излучения в интервале длин волн $\lambda_F = 4-9$ мкм и двух фиксированных линий излучения на суммарных частотах (длины волн $\lambda_{SF} = 3.2$ и $\lambda_{SF} = 3.3$ мкм). На Рис. 2.10 спектральные зависимости коэффициента A имеют по два пика. Это означает, что, например, возможен процесс ГРЧ между излучением с длиной волны $\lambda_{SF} = 3.2$ мкм и излучением с длиной волны $\lambda_F = 5.3$ мкм, приводящее к генерации излучения с длиной волны $\lambda_{DF} = 8.1$ мкм. Отметим, что полученное при данном преобразовании излучение с длиной волны 8 мкм может взаимодействовать с излучением суммарной частоты с длиной волны 2.5 мкм. То есть, возможен третий каскад преобразования, который соответствует левому пику на Рис. 2.9.

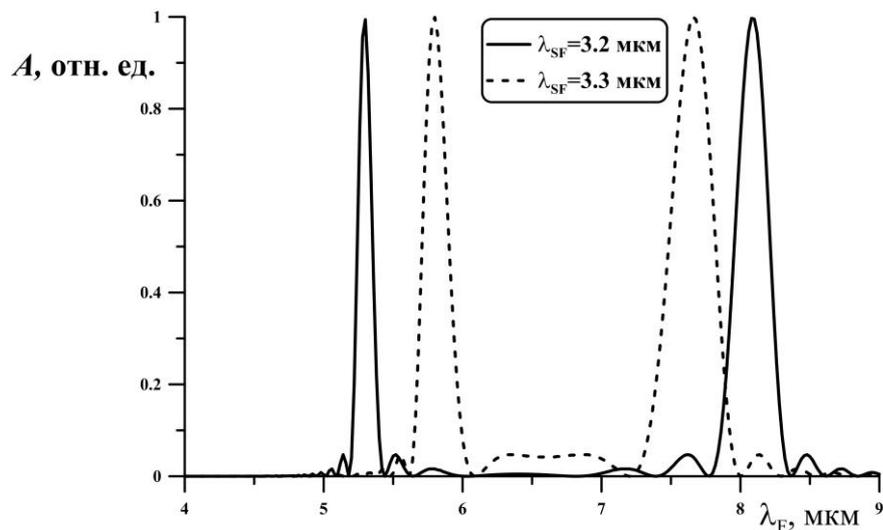


Рис. 2.10 Относительной эффективности ГРЧ A в кристалле ZnGeP_2 между излучением с длиной волны 3.2 мкм, 3.3 мкм и излучением с длиной волны λ_F в зависимости от длины волны λ_F

Таким образом, на базе одного нелинейного кристалла и неселективного СО лазера излучающего в диапазоне длин волн 5.0-7.0 мкм, методом двухкаскадной генерации суммарных и разностных частот в кристалле ZnGeP_2 можно реализовать сверхширокополосный лазерный источник, практически полностью перекрывающий спектральный диапазон от 2.5 до 8.5 мкм

Аналогичные расчёты относительной эффективности A ГРЧ между линиями излучения ГВГ и основной полосы СО лазера проведены и для кристалла GaSe. В расчётах длина волны ГВГ зафиксирована и равна 2.5 мкм, угол кристалла равен 10.84° , что соответствует углу ФС ГВГ с длиной волны 2.5 мкм (см. Рис. 2.2). Длина кристалла равнялась 4 мм. Длина волны λ_F перестраивалась в спектральном интервале от 3.0 мкм до 10 мкм, при этом рассматривается преобразование, при котором длина волны ГРЧ попадает в спектральный интервал 3-10 мкм. Результаты расчётов представлены на Рис. 2.11.

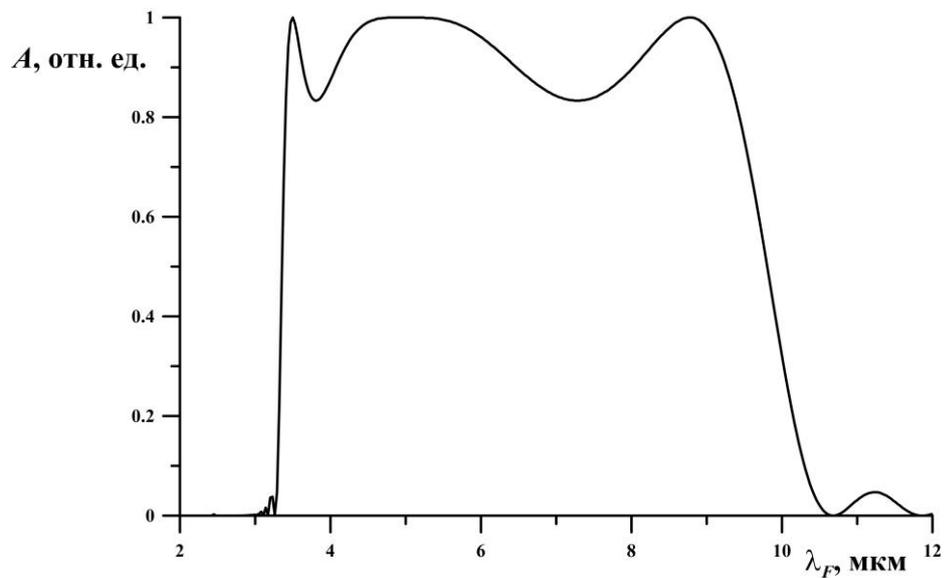


Рис. 2.11 Относительной эффективности ГРЧ A в кристалле GaSe между излучением с длиной волны 2.5 мкм и излучением с длиной волны λ_F в зависимости от длины волны λ_F

Коэффициент A на Рис. 2.11 падает до значения 0.5 на длинах волн 3.5 мкм и 9.5 мкм. Поэтому излучением ГРЧ может быть перекрыт широкий интервал длин волн среднего ИК диапазона от 3.5 мкм до 9.5 мкм, в котором будут задействованы все линии основной полосы СО лазера.

Отметим, что угол 10.84° является также углом ФС ГВГ с длиной волны в 3.3 мкм (см. Рис. 2.2). Поэтому рассмотрим возможность получения ГРЧ между линиями ГВГ с длиной волны выше 3 мкм и линиями основной полосы СО лазера в кристалле GaSe при данном угле ФС. Для этого рассчитана относительная эффективность A для взаимодействия излучения с фиксированными длинами волн 3.2 мкм и 3.3 мкм с излучением перестраиваемом в интервале длин волн от 4.0

мкм до 11.0 мкм при угле ФС кристалла GaSe 10.84 градуса. Результаты расчётов представлены на Рис. 2.12.

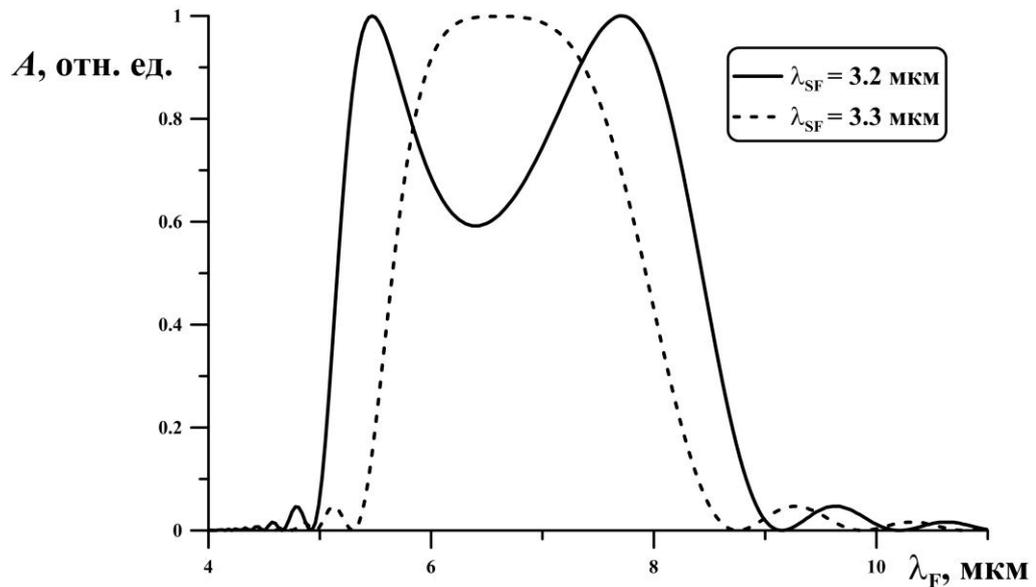


Рис. 2.12 Относительной эффективности ГРЧ A в кристалле GaSe между излучением с длинами волн 3.2 мкм, 3.3 мкм и излучением с длиной волны λ_F в зависимости от длины волны λ_F

Рис. 2.12 демонстрирует, что возможен процесс ГРЧ между различными комбинациями линий излучения ГВГ в интервале длин волн 3.2-3.3 мкм с линиями излучения основной полосы СО лазера, приводящий к генерации излучения в спектральном интервале 5.0-9.0 мкм.

Таким образом, расчёты углов и спектральной ширины ФС в кристаллах $ZnGeP_2$ и GaSe показывают, что диапазон длин волн 4.2-4.7 мкм, попадающий между полосами генерации СО лазера, может быть перекрыт путем двухкаскадной генерации суммарных и разностных частот в кристаллах $ZnGeP_2$ и GaSe при накачке кристаллов широкополосным излучением СО лазера. Более того, в этих же условиях возможна двухкаскадная генерация суммарных и разностных частот расширяющая спектр излучения СО лазера в длинноволновую область до 9.0 мкм.

2.3 Расчёт углов фазового синхронизма генерации излучения с длиной волны более 10 мкм в кристалле GaSe

Возможность получить лазерное излучение в длинноволновой части среднего ИК диапазона (10-20 мкм), дальнего ИК и терагерцового диапазонов представляет большой интерес для целого ряда задач, таких как спектроскопия,

разделение изотопов, диагностика веществ и другие. Основным методом получения лазерного излучения в этих диапазонах является ГРЧ в нелинейных кристаллах. Огромное количество линий СО лазера основной и оберточной полос позволяет перекрыть практически весь средний и дальний ИК диапазоны вплоть до терагерцового диапазона, методом ГРЧ близких по длине волны линий излучения. При этом важно отметить, что в СО лазере селективная генерация одновременно на нескольких линиях вполне достижима, может быть даже более эффективной (на каскадно-связанных переходах), чем на одной линии [Ionin2007].

Анализ литературы показал, что наиболее перспективным для получения ГРЧ с длиной волны выше 10 мкм является кристалл GaSe, так как он обладает хорошей прозрачностью в диапазонах длин волн 0.65-18 мкм и выше 50 мкм, а также высоким двулучепреломлением для реализации условий ФС. Поэтому в данном разделе проводятся расчёты углов ФС ГРЧ излучения СО лазера в длинноволновую часть среднего ИК диапазона, дальний ИК и терагерцовый диапазоны.

Для расчета углов ФС ГРЧ в диапазон длин волн 14-20 мкм по I типу в кристалле GaSe использовалось выражение:

$$\frac{n_3^e}{\lambda_3^e} - \frac{n_2^o}{\lambda_2^o} = \frac{n_1^o}{\lambda_1^o} \quad (2.15)$$

В выражении (2.15) индекс 3 соответствует излучению СО лазера с меньшей длиной волны, индекс 2 соответствует излучению СО лазера с большей длиной волны, а индекс 1 соответствует излучению на разностной частоте. Показатели преломления кристалла GaSe рассчитывались по дисперсионным уравнениям работы [Vodopyanov1995].

На Рис. 2.13 представлены рассчитанные углы ФС ГРЧ в интервал длин волн 14-20 мкм при смещении линий основной (а) и оберточной (б) полос генерации СО лазера в кристалле GaSe. На Рис. 2.13а длина волны λ_3 равна 5.0 мкм, а длина волны λ_2 перестраивается от 6.5 мкм до 7.7 мкм. Для спектральной привязки точками на кривой Рис. 2.13а отмечены изменения длины волны λ_2 на

0.1 мкм. Длина волны излучения ГРЧ попадает в диапазон длин волн от 14 мкм до 22 мкм, при этом внутренние углы ФС находятся в интервале от 13° до 19° .

На Рис. 2.13б длина волны излучения $\lambda_3=2.5$ мкм, длина волны λ_2 перестраивается от 2.8 мкм до 3.5 мкм, для спектральной привязки на кривой Рис. 2.13б точками отмечены изменения длины волны λ_2 на 0.1 мкм.

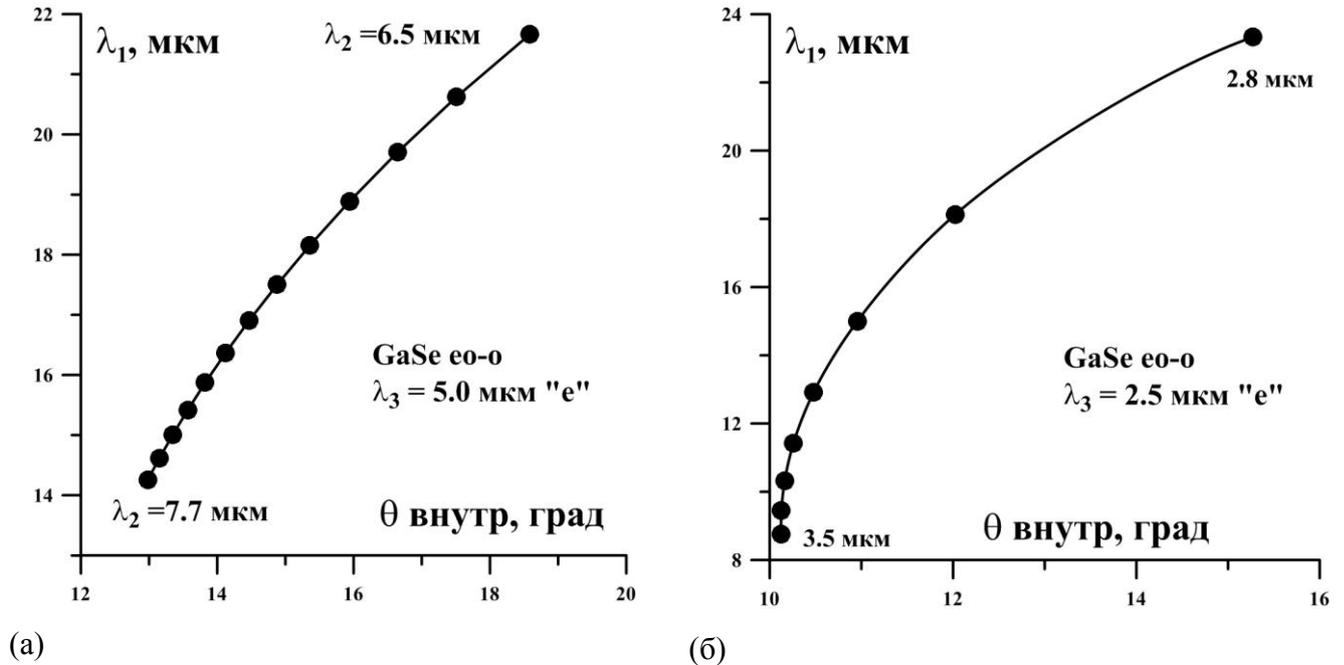


Рис. 2.13. Углы ФС ГРЧ I типа в диапазон длин волн 14-20 мкм при смешении излучения основной (а) и оберточной (б) полос генерации СО лазера в кристалле GaSe

Длина волны излучения ГРЧ перекрывает интервал длин волн от 8 мкм до 24 мкм, при этом внутренние углы ФС находятся в интервале от 10° до 16° . Поскольку углы ФС для ГРЧ линий оберточной полосы меньше, чем для основной, то этот вариант преобразования является более предпочтительным, однако надо учитывать, что эффективность и мощность оберточного СО лазера значительно меньше, чем у СО лазера, работающего на переходах основной полосы.

Таким образом, расчёты углов ФС ГРЧ в кристалле GaSe демонстрируют возможность осуществления преобразования частоты излучения СО лазера в широкую спектральную область от 10-20 мкм.

2.4 Выводы к Главе 2

С целью создания на основе СО лазера источника лазерного излучения, действующего в широкой области спектра от ближнего до дальнего ИК-диапазона проведены расчёты углов и ширины ФС генерации суммарных и разностных частот в кристаллах ZnGeP_2 и GaSe . Расчёты показали, что для ГВГ и ГСЧ в кристаллах ZnGeP_2 и GaSe выполняется не критичный спектральный ФС, позволяющий практически весь спектр основной полосы СО лазера преобразовать во вторую гармонику и суммарные частоты. Расчёты условий ФС ГРЧ показали, что в нелинейных кристаллах ZnGeP_2 и GaSe возможна двухкаскадная генерация суммарных и разностных частот неселективного излучения СО лазера, перекрывающая спектральный диапазон от 2.5 мкм до 9.0 мкм. Расчёты углов ФС ГРЧ в кристалле GaSe излучения близких по длине волны переходов основной и оберточной полос СО лазера демонстрируют возможность осуществления преобразования частоты излучения СО лазера в широкую спектральную область от 10-20 мкм и 100-3000 мкм.

Глава 3. Экспериментальное исследование преобразования частоты излучения СО лазера в кристаллах $ZnGeP_2$ и $GaSe$.

3.1 Экспериментальная установка: неселективный СО лазер низкого давления с накачкой разрядом постоянного тока и модуляцией добротности резонатора.

В первой серии экспериментов по исследованию ГВГ и ГСЧ использовался криогенный СО лазер низкого давления с накачкой разрядом постоянного тока. Схематичная конструкция этого СО лазера представлена на Рис. 3.1. В ванне 1 из мелкопористого пенопласта, в которую заливался жидкий азот, была размещена кварцевая трубка 2 длиной 1.2 м с внутренним диаметром 18 мм и толщиной стенки 2.5 мм. Длина охлаждаемой части трубки составляла 0.95 м. Глубокое охлаждение стенок трубки приводит к тому, что на них конденсируются вещества образующиеся в плазме газового разряда (углерод, CO_2 , озон), при этом изменяется состав газовой смеси активной среды. Поэтому в экспериментах газовая смесь медленно прокачивалась через область разряда и, тем самым, обновлялась.

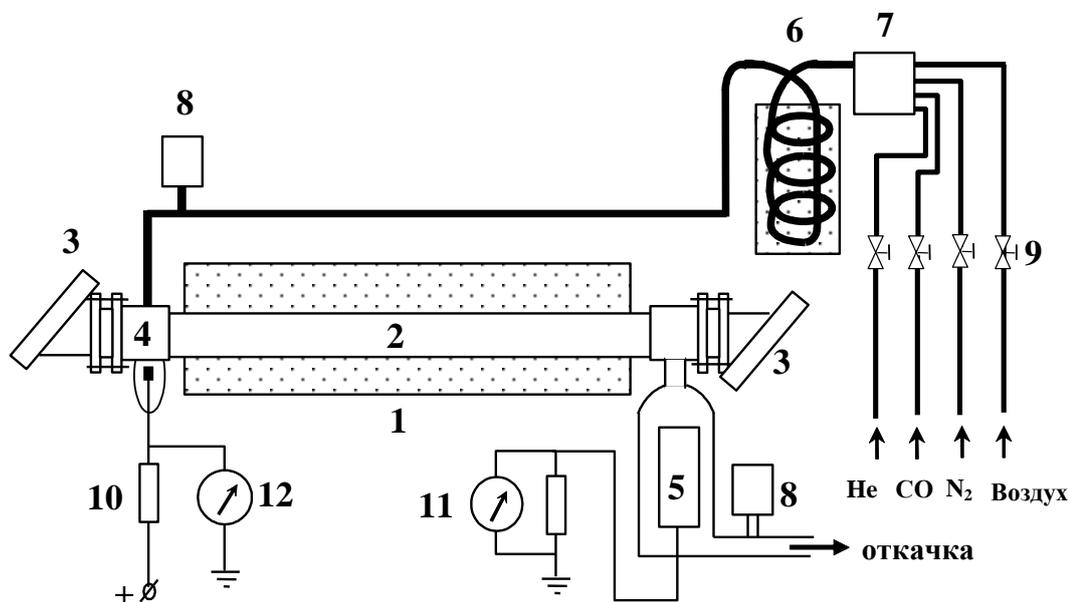


Рис. 4.1. Схема конструкции СО лазера с накачкой разрядом постоянного тока.
 1 - ванна с жидким азотом, 2 - кварцевая трубка, 3 – брестеровские окна из CaF_2 ,
 4 – анод, 5 – катод, 6 - азотная ловушка, 7 - ресивер, 8 – измерители давления,
 9 - краны-накатели, 10 – балластный резистор, 11 - амперметр, 12 – вольтметр

Рабочая газовая смесь готовилась из газов He, CO, N₂ и воздух, которые предварительно были заполнены в мягкие емкости, поддерживаемые при постоянном давлении 1 атм. При помощи кранов-натекателей 9 осуществлялась подача газовых компонент в смесительный ресивер 7. Из ресивера через азотную ловушку 6, предназначенную для вымораживания паров воды и других примесей, содержащихся в исходных газах, смесь поступала в кварцевую трубку 2 и после ее прохождения удалялась вакуумным насосом, при этом скорость откачки изменялась с помощью регулировочного вентиля.

Напряжение на разрядной трубке (9-15 кВ) поддерживалось с помощью блока питания промышленного лазера ИЛГН-704, подключенного через балластное сопротивление 10 (~1 МОм) к аноду 4, и измерялось электростатическим киловольтметром 12. Катод 5 был подключен к общей шине источника питания через миллиамперметр 11 для измерения разрядного тока (4-20 мА). На торцах разрядной трубки располагались брюстеровские окна 3 из CaF₂. Внешний вид лазера представлен на Рис. 3.2.

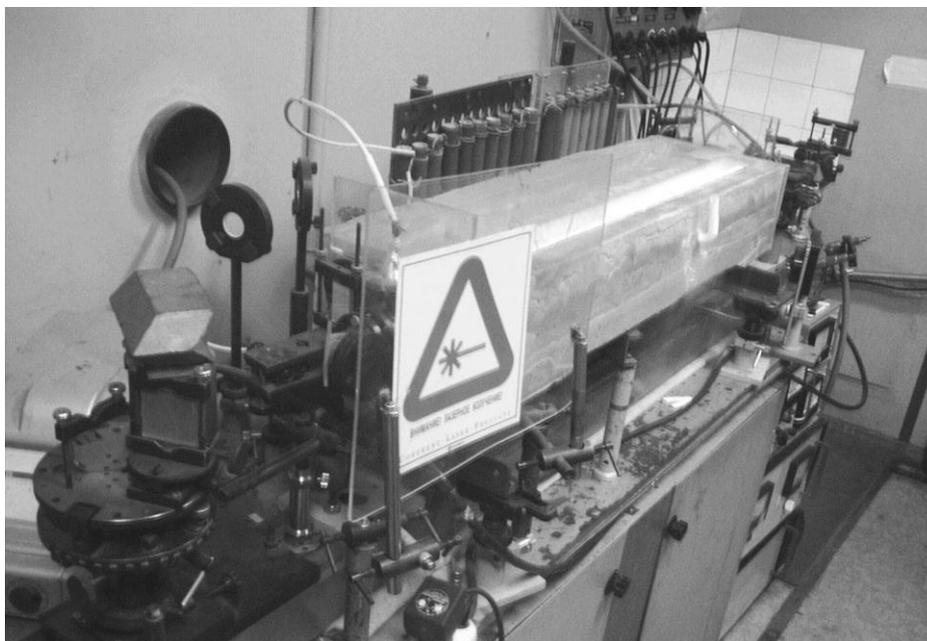


Рис. 3.2. Внешний вид СО лазера низкого давления с накачкой с накачкой разрядом постоянного тока

Была проведена оптимизация параметров лазерной среды и условий накачки для генерации лазерного излучения в широком диапазоне колебательно-вращательных переходов в импульсно-периодическом режиме. В частности, был

выбран состав газовой смеси $\text{CO:N}_2:\text{He}:\text{воздух} = 1 : 0.5 : 5.5 : 0.07$ при давлении газа ~ 8 Торр.

Как было показано в Главе 1, эффективность преобразования частоты CO лазера с модуляцией добротности резонатора значительно выше по сравнению с непрерывным CO лазером. Поэтому для исследования преобразования частоты в нелинейных кристаллах резонатор данного CO лазера был модернизирован, чтобы лазер работал в режиме модуляции добротности резонатора, который осуществлялся с помощью вращающегося зеркала.

На Рис. 3.3 представлена оптическая схема CO лазера и эксперимента по исследованию ГВГ в нелинейных кристаллах ZnGeP_2 и GaSe . В качестве активной среды CO лазера 1 использовалась газовая смесь $\text{He:N}_2:\text{CO}:\text{воздух}=35:3:1:0.2$, суммарным давлением 7.8 Торр, возбуждаемая разрядом постоянного тока.

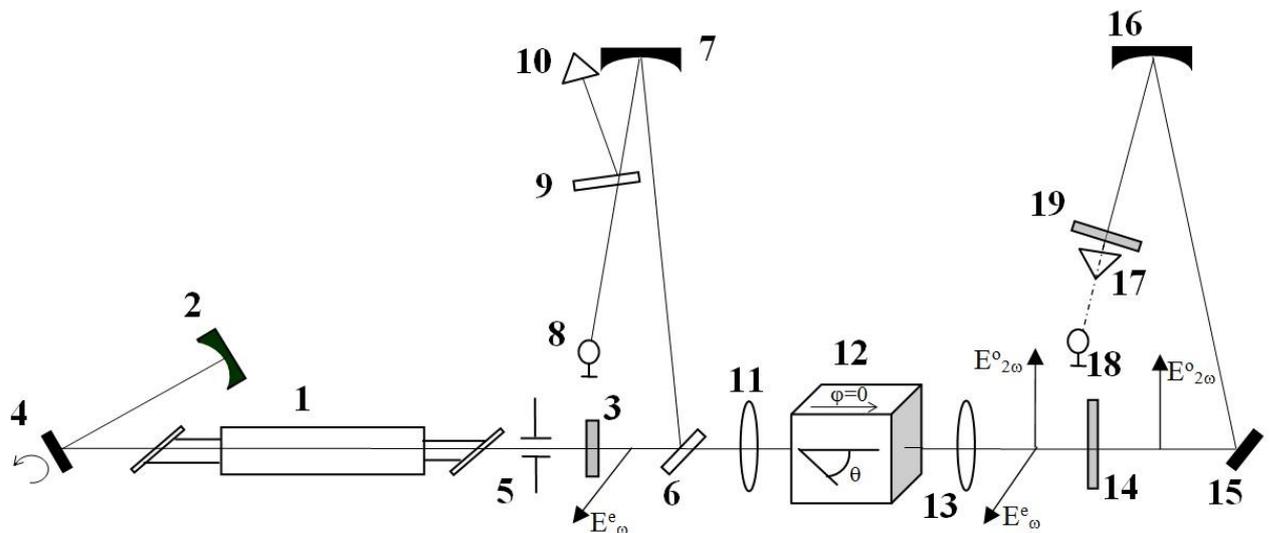


Рис.3.3. Оптическая схема эксперимента.

1–активная среда CO лазера; 2–глухое зеркало; 3–выходное зеркало; 4–вращающееся зеркало; 5–диафрагма; 6,9–пластины из CaF_2 ; 7,16–сферические зеркала; 8,18–Измерители мощности; 10,17–фотодетекторы; 11,13–линзы из CaF_2 ; 12–кристалл ZnGeP_2 ; 14,19–пластины из ИК кварца; 15–поворотное зеркало.

Резонатор лазера состоял из глухого сферического зеркала (радиус кривизны $r=9.0$ м) 2, плоского выходного зеркала (коэффициент отражения $R \geq 90\%$ в диапазоне длин волн $\lambda \sim 5.0\text{-}6.5\text{ мкм}$) 3, и плоского вращающегося

зеркала 4. Частота вращения зеркала 4 регулировалась в диапазоне 30-200 Гц. Вблизи выходного зеркала 3 была установлена круглая диафрагма 5 диаметром 10 мм.

Часть излучения СО лазера отводилась плоскопараллельной пластиной 6 из CaF_2 на сферическое зеркало 7 ($r=0.25$ м). От сферического зеркала 7 излучение направлялось на измеритель мощности 8 (Ophir-10A), установленный в 20 см от него, часть излучения с помощью плоскопараллельной пластины 9 из CaF_2 направлялось на фотодетектор 10 (PEM-L-3 фирмы Vigo-system), установленный в фокальной плоскости сферического зеркала 7. С помощью измерителя мощности 8 контролировалась средняя мощность излучения СО лазера.

Основная часть излучения лазера (~95%) фокусировалась линзой 11 из CaF_2 (фокусное расстояние ~60 мм) на нелинейный кристалл 12. Для коллимации расходящегося после кристалла излучения использовалась линза 13 из CaF_2 (фокусное расстояние ~60мм). С помощью плоскопараллельной пластины 14 толщиной 2 мм из ИК кварца, излучение накачки отсекалось от излучения, преобразованного в область спектра 2.4-3.5мкм. Поворотным зеркалом 15 и сферическим зеркалом 16 ($r=0.25$ м), преобразованное излучение направлялось на фотодетектор 17 (PEM-L-3) или на измеритель мощности 18 Ophir-3A. Для устранения влияния случайного рассеяния ИК излучения накачки от оптических элементов схемы и теплового излучения от пластины 14, перед измерительными приборами помещалась вторая плоскопараллельная пластина 19 из ИК кварца. Формы импульсов излучения накачки и ГВГ измерялись фотодетекторами 10 и 17 и регистрировались на осциллографе (Tektronix TDS 2014). Спектр генерации СО лазера и преобразованного в нелинейных кристаллах излучения измерялся с помощью ИК-спектрометра ИКС-31 с разрешением $\sim 10^{-3}$ мкм (на Рис. 3.3 не показан).

Поскольку в качестве фильтров, отделяющих преобразованное излучение (2.5-3.5 мкм) от излучения накачки (5-7 мкм), в работе использовались плоскопараллельные пластины из инфракрасного кварца, то был проведен анализ спектра пропускания различных образцов ИК кварца. Спектр пропускания

измерялся с помощью Фурье-спектрометр АФ-3. Полученные результаты представлены на рис. 3.4.

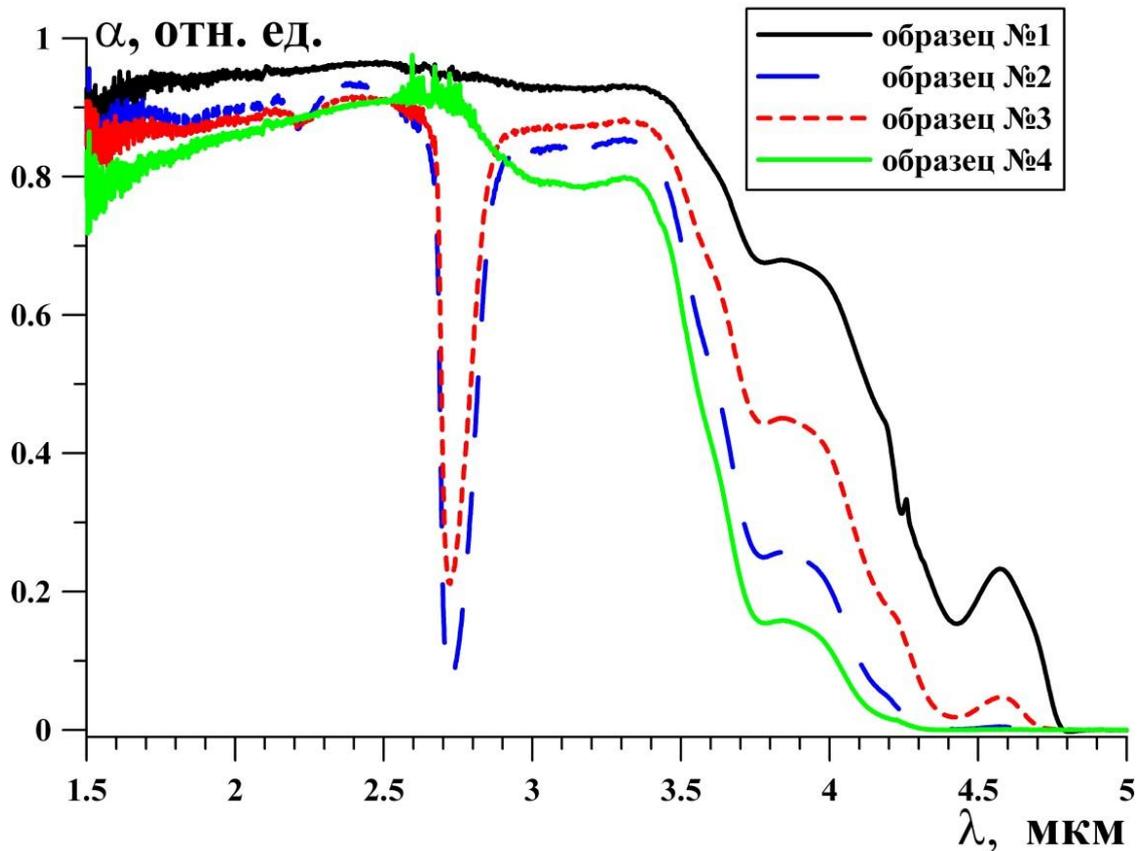


Рис. 3.4. Спектр пропускания различных образцов ИК кварца.

Кривые пропускания, соответствующие образцам №2 и №3, имеют провал вблизи длины волны 2.7 мкм. Образцы №1 и №4 имеют высокое пропускание в интервале длин волн от 1.5 мкм до 3.5 мкм. Образец №1 в этом диапазоне длин волн пропускает не меньше 90% излучения, а образец №4 — не меньше 80%. Все исследованные образцы с точностью измерения спектрографа АФ-3 (0.01%), полностью поглощают инфракрасное излучение с длиной волны более 4.8 мкм. Проведенный анализ плоскопараллельных пластин из ИК кварца показывает целесообразность использования образцов №1 и №4 в качестве фильтров отделяющих преобразованное излучение (2.5-3.5 мкм) от излучения накачки (5-7 мкм).

Максимальная средняя мощность излучения СО лазера достигала ~200 мВт. Пиковая мощность лазерного излучения $P_{пик}$ определялась как отношение средней

мощности лазерного излучения P_{cp} к произведению длительности импульса по полувысоте $\tau_{1/2}$ и частоты следования импульсов f :

$$P_{пик} = \frac{P_{cp}}{\tau_{1/2} f} \quad (3.1)$$

Для определения оптимальной частоты модуляции резонатора были проведены измерения средней мощности P_{cp} и длительности импульса $\tau_{1/2}$ в зависимости от частоты модуляции f . Зависимости длительности импульса по полувысоте и пиковой мощности излучения представлены на Рис. 3.5. При частотах модуляции больше 100 Гц значение $\tau_{1/2}$ меняется слабо и составляет $\sim 0.3-0.5$ мкс. При частоте ~ 90 Гц, пиковая мощность импульса генерации достигает максимума и составляет ~ 4 кВт.

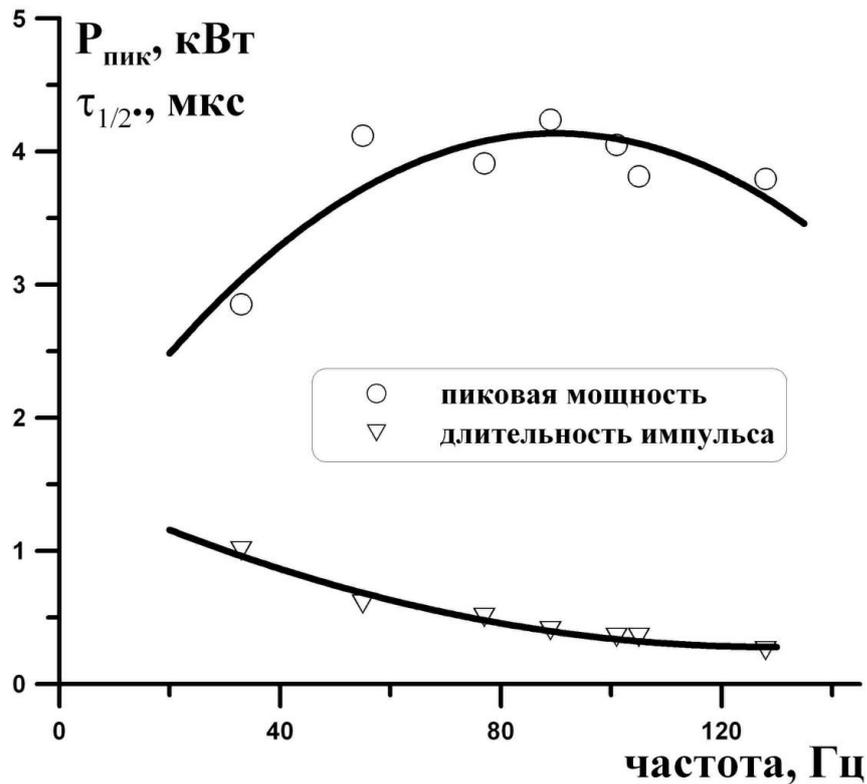


Рис. 3.5. Длительность и пиковой мощности импульсов излучения СО лазера в зависимости от частоты модуляции добротности резонатора.

Измеренный спектр излучения СО лазера представлен на Рис. 3.6. Он содержит ~ 80 линий в интервале длин волн 4.96-6.3 мкм, с максимумом мощности вблизи длины волны ~ 5.2 мкм.

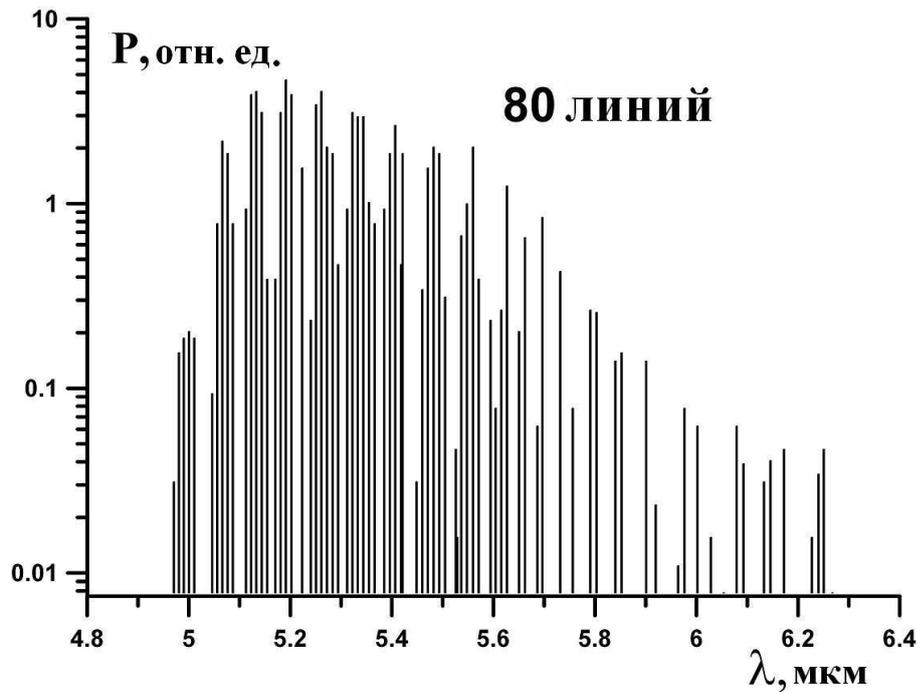


Рис. 3.6. Спектр излучения СО лазера в режиме МДР

3.2 Экспериментальное исследование генерации второй гармоники и суммарных частот в кристалле $ZnGeP_2$ и $GaSe$ при накачке излучением неселективного СО лазера

Для исследования ГСЧ (ГВГ) использовался кристалл $ZnGeP_2$ длиной 17 мм, срезанный под углом $\theta \sim 40^\circ$ к оптической оси, без просветления поверхностей, выращенный В.Г. Воеводиным с коллегами в Сибирском физико-техническом институте им. И.Д. Кузнецова. Чтобы интенсивность излучения на поверхностях кристалла не превышала порога поверхностного разрушения, кристалл сначала располагался перед фокусом линзы 11, затем постепенно придвигался к фокусу.

Максимум мощности преобразованного излучения наблюдался под углом падения излучения $\sim 28^\circ$ к нормали. Характерная осциллограмма наблюдения импульсов СО лазера и ГСЧ представлена на Рис. 3.7. Данная осциллограмма соответствует частоте модуляции 120 Гц и средней мощности излучения накачки 72 мВт. Длительность импульса по полувысоте преобразованного излучения в 2 раза меньше длительности импульса накачки.

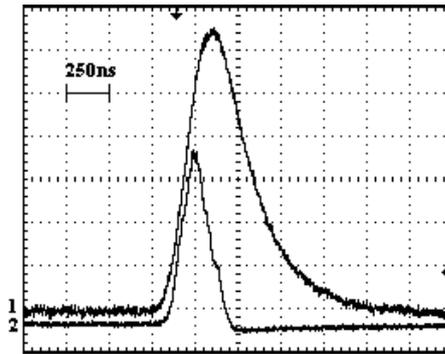


Рис. 3.7. Оциллограмма импульсов излучения СО лазера (1)
и излучения ГСЧ (2)

На Рис. 3.8 представлены средняя мощность излучения ГСЧ и внешняя эффективность (η) в зависимости от частоты модуляции резонатора. Внешняя эффективность преобразования определялась как отношение средней мощности преобразованного излучения к средней мощности излучения накачки, падающей на кристалл.

Максимальная средняя мощность излучения ГСЧ составляла ~ 0.4 мВт при частоте ~ 80 Гц, однако максимальная эффективность преобразования наблюдается при частоте модуляции резонатора ~ 100 Гц и составляет $\sim 0.55\%$. Из-за потерь на френелевское отражение от граней кристалла эффективность преобразования снижается.

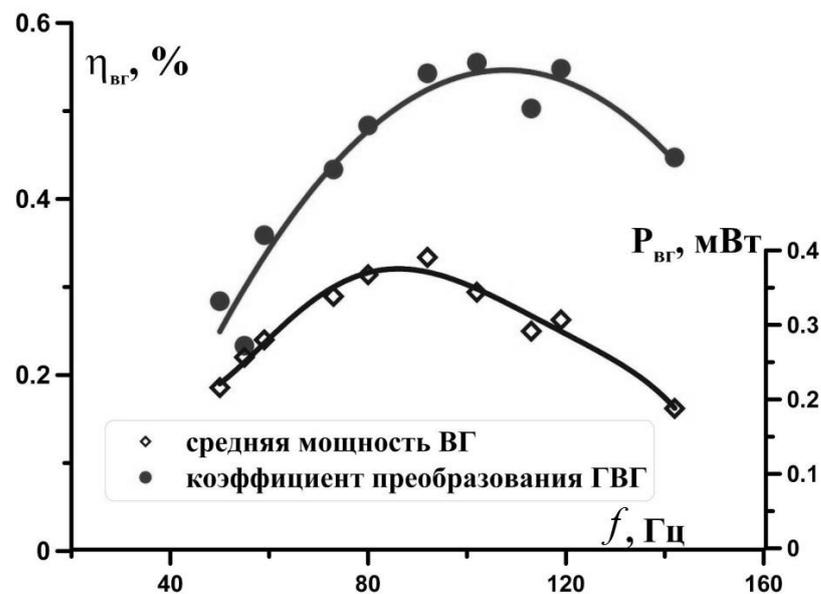


Рис. 3.8. Средняя мощность излучения ГСЧ и внешняя эффективность ГСЧ излучения СО лазера в кристалле ZnGeP_2 .

Внутренняя эффективность преобразования K , которая может быть достигнута путем просветления рабочих граней кристалла, рассчитывалась по формуле:

$$K = \frac{\eta}{(1 - R_{pump})(1 - R_{SHG})}, \quad (3.2)$$

где R_{pump} – коэффициент френелевского отражения излучения накачки от передней грани кристалла, R_{SHG} – коэффициент френелевского отражения излучения ГСЧ от задней грани кристалла. Значения коэффициентов френелевского отражения были рассчитаны с использованием уравнений Сельмейера из работы [Бхар1987]. Значения K и η для кристалла $ZnGeP_2$ оказались связаны следующим соотношением:

$$K = 1.9 \eta \quad (3.3)$$

В эксперименте измерен спектр ГСЧ для положения кристалла $ZnGeP_2$, при котором наблюдалась максимальная средняя мощность преобразованного излучения. Спектр излучения, преобразованного в нелинейном кристалле $ZnGeP_2$, состоял из ~110 линий в интервале длин волн 2.53-2.85 мкм, с максимумом мощности вблизи 2.6 мкм (рис. 3.9).

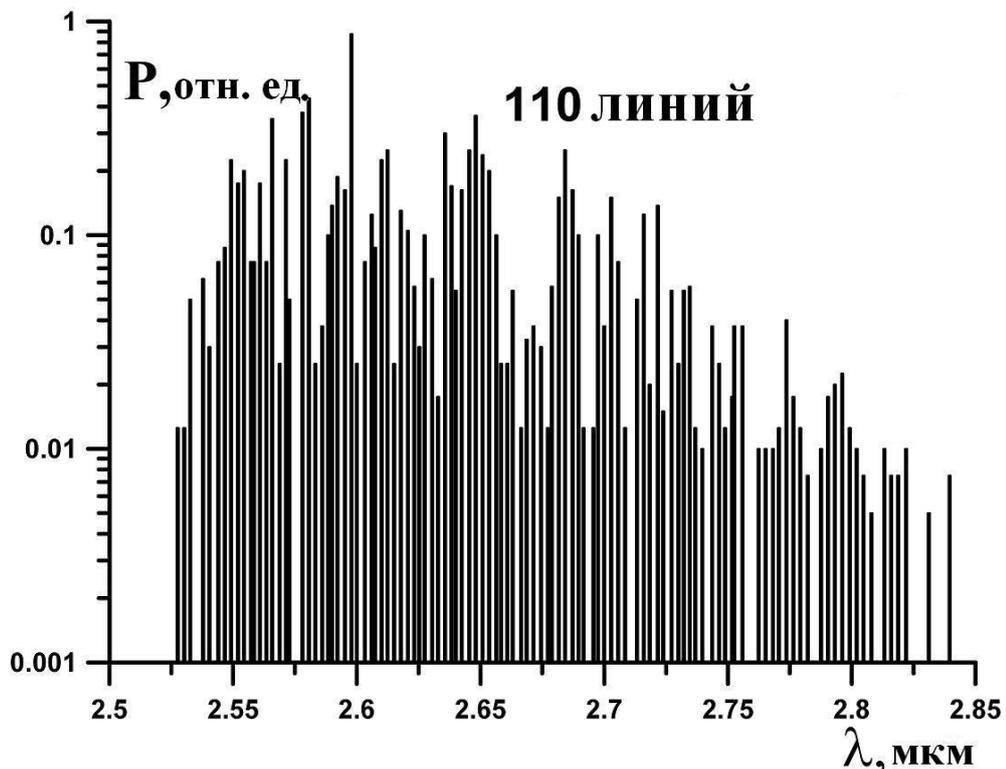


Рис. 3.9. Спектр излучения ГСЧ, преобразованного в нелинейном кристалле $ZnGeP_2$

Большое количество спектральных линий в спектре ГСЧ, превышающее даже количество линий излучения накачки, является следствием того, что при преобразовании основной полосы СО лазера в кристалле ZnGeP_2 имеет место некритичный спектральный фазовый синхронизм со спектральной шириной 0.7 мкм для ГВГ и 2.2 мкм для ГСЧ (см. раздел 2.1). При этом одновременно с процессом ГВГ эффективно идёт процесс ГСЧ различных пар линий из спектра излучения накачки.

Одним из факторов, влияющих на эффективность преобразования в нелинейных кристаллах, является равномерность распределения интенсивности излучения накачки по длине кристалла. Поэтому для увеличения эффективности преобразования излучения линза 11 с фокусным расстоянием 60 мм была заменена на линзу с фокусным расстоянием 115 мм. Это позволило поместить кристалл в фокальную плоскость линзы (в перетяжку пучка) и более эффективно задействовать всю длину кристалла. Внутренняя эффективность генерации суммарных частот после замены линзы достигала 6%. На рисунке 3.10 представлена зависимость внутренней эффективности ГСЧ от угла фазового синхронизма при накачке излучением неселективного СО лазера.

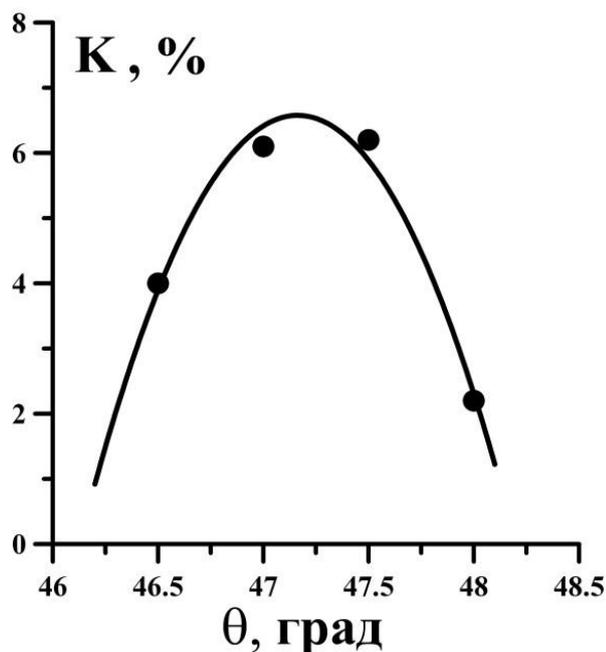


Рис. 3.10 Внутренняя эффективность ГСЧ в зависимости от угла фазового синхронизма в кристалле ZnGeP_2

На Рис. 3.10 угол θ соответствует углу между волновым вектором излучения накачки и оптической осью кристалла, который определялся по углу падения излучения на кристалл с учетом коэффициента преломления и угла среза кристалла. Максимальная эффективность преобразования наблюдалась при угле ФС $\sim 47^\circ$.

Аналогичные эксперименты по исследованию ГСЧ излучения СО лазера проведены с использованием нелинейного кристалла GaSe длиной 4мм. Оптическая схема эксперимента соответствует Рис. 3.3. Столик с закреплённым кристаллом GaSe имел дополнительную юстировку вращения по азимутальному углу φ вокруг оптической оси кристалла.

Максимальная мощность излучения ГСЧ наблюдалась при угле падения излучения накачки на кристалл GaSe $\sim 30^\circ$ (угол ФС $\sim 11^\circ$), что соответствует расчетам (Рис. 2.2) и экспериментальными данными работы [Абдуллаев1972]. Зависимость средней мощности ГВГ и внешнего коэффициента преобразования в кристалле GaSe от частоты модуляции резонатора СО лазера представлена на Рис. 3.11.

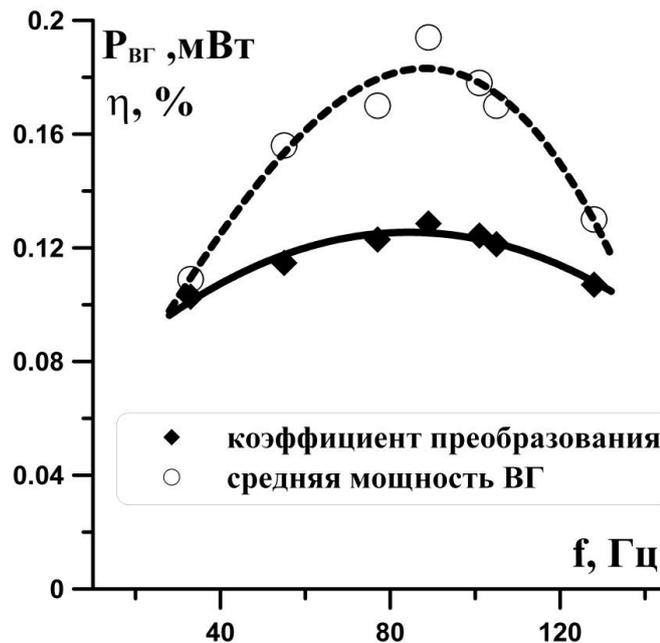


Рис. 3.11. Средняя мощность излучения ГСЧ и внешняя эффективность ГСЧ излучения СО лазера в кристалле GaSe

Максимальная внешняя эффективность ГСЧ составила $\sim 0.13\%$ при частоте модуляции ~ 90 Гц. Мощность и эффективность ГСЧ излучения СО лазера в кристалле GaSe оказались значительно ниже, чем в кристалле ZnGeP₂. Это, вероятно, связано с меньшей толщиной кристалла и с меньшим значением нелинейного коэффициента кристалла GaSe по сравнению с кристаллом ZnGeP₂. Кроме того, на эффективность преобразования может влиять высокое двулучепреломление, приводящее к значительному сносу преобразованного излучения. Спектр ГСЧ, полученный в кристалле GaSe, оказался близким к спектру ГСЧ, полученному в кристалле ZnGeP₂.

3.3 Экспериментальное исследование преобразования частоты излучения СО лазера в спектральный интервал 4-5 мкм

В Разделе 2.2 расчёты условий ФС показали, что в кристаллах ZnGeP₂ и GaSe возможна двухкаскадная генерация суммарных и разностных частот неселективного излучения СО лазера. Благодаря такому преобразованию может быть перекрыт спектральный интервал от 4.3 мкм до 4.7 мкм, расположенный между полосами генерации СО лазера, который представляет интерес с точки зрения реализации методов дистанционного зондирования, в частности из-за наличия в нём одного из окон прозрачности атмосферы.

Расчёты показали, что в кристалле ZnGeP₂ одновременная генерация суммарной и разностной частоты может происходить под углом ФС 48° , который соответствует углу ФС ГВГ с длиной волны 2.5 мкм, и этот же угол соответствует ГРЧ с длиной волны ~ 4.5 мкм при смешении излучения с длинами волн 2.5 мкм и 5.6 мкм. Поэтому для реализации этого процесса кристалл ZnGeP₂ должен быть выставлен под углом 48° , и в спектре излучения СО лазера должны присутствовать линии излучения вблизи длин волн 5.0 мкм и 5.6 мкм.

Для экспериментального исследования двухкаскадного преобразования частоты излучения СО лазера применялась та же лазерная установка, что и для исследования ГСЧ. Оптическая схема эксперимента представлена на Рис. 3.12.

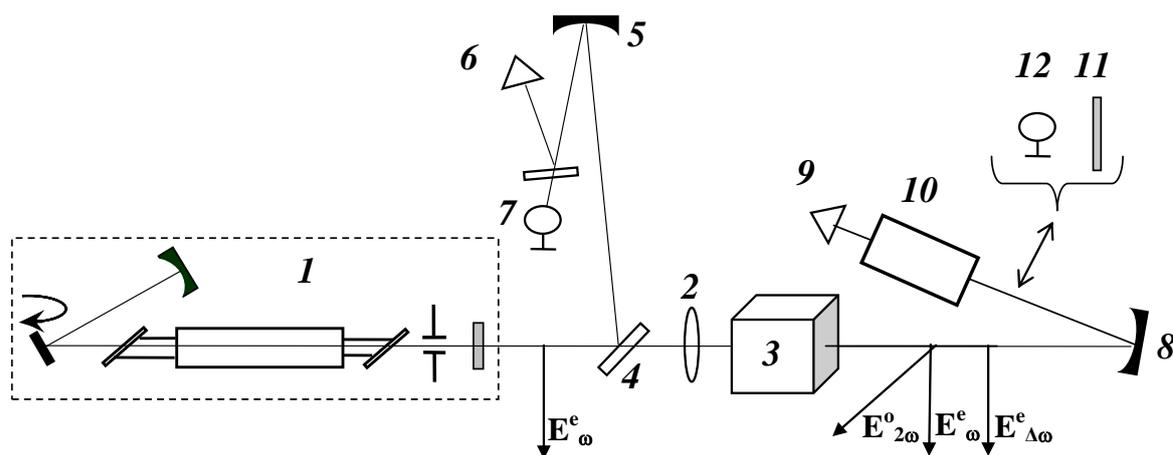


Рис. 3.12. Оптическая блок-схема эксперимента.

1 – СО-лазер; 2 – линза из CaF_2 ; 3 – кристалл ZGP; 4 – пластина из CaF_2 ; 5,8 – сферические зеркала; 5 – диафрагма; 6 – фотодетектор; 7,11 – измерители мощности; 9 – ИК спектрометр; 10 – пластина из ИК-кварца.

Для накачки кристалла использовалось излучение криогенного СО лазера 1 низкого давления с накачкой разрядом постоянного тока, работающий в режиме МДР вращающимся зеркалом. Излучение СО лазера фокусировалась линзой 2 из CaF_2 (фокусное расстояние ~ 115 мм) на нелинейный кристалл ZnGeP_2 3. Часть излучения ($\sim 5\%$) с помощью плоскопараллельной пластины 4 из CaF_2 через сферическое зеркало 5 направлялось для измерения энергетических и временных характеристик. Временные характеристики излучения накачки измерялись фотодетектором РЕМ-L-3 6. Энергетические характеристики излучения накачки измерялись с помощью измерителя энергии Ophir-12A 7. После кристалла излучение коллимировалось сферическим зеркалом 8 и направлялось на фотодетектор РЕМ-L-3 9 через монохроматор от ИК спектрометра ИКС-31 10. Для измерения мощности излучения ГСЧ, перед входом в монохроматор, помещались фильтр из ИК кварца 11 и измеритель энергии 12 Ophir-12A.

Излучение СО лазера представляло собой импульсы длительностью 0.5-1 мкс с частотой следования 50 - 150 Гц (частота вращения модулирующего зеркала). Пиковая мощность излучения достигала 4 кВт, при средней мощности 0.2 Вт. Спектр излучения СО лазера состоял из ~ 80 линий в интервале длин волн 4.9-6.3 мкм, который представлен на Рис. 3.13 синим цветом.

Кристалл ZnGeP_2 юстировался на максимальную мощность излучения ГВГ с длиной волны 2.5 мкм (угол ФС 48°) и далее был зафиксирован в этом положении. Процесс ГВГ происходил по $ee-o$ типу взаимодействия. Спектр излучения, преобразованного в нелинейном кристалле ZnGeP_2 во вторую гармонику и суммарные частоты состоял, по крайней мере, из ~ 110 линий в интервале длин волн 2.45 - 2.85 мкм, с максимумом мощности излучения на длине волны 2.5 мкм (Рис. 3.13 зелёные линии). Внутренняя эффективность ГСЧ в нелинейном кристалле ZnGeP_2 при угле ФС 48° составляла $\sim 1\%$. Помимо излучения ГВГ и ГСЧ, в том же самом кристалле и в тех же условиях зарегистрировано излучение ГРЧ, соответствующее второму каскаду преобразования (красные линии на Рис. 3.13). Спектр ГРЧ состоял из более 80 линий в интервале длин волн от 4.3 мкм до 4.9 мкм.

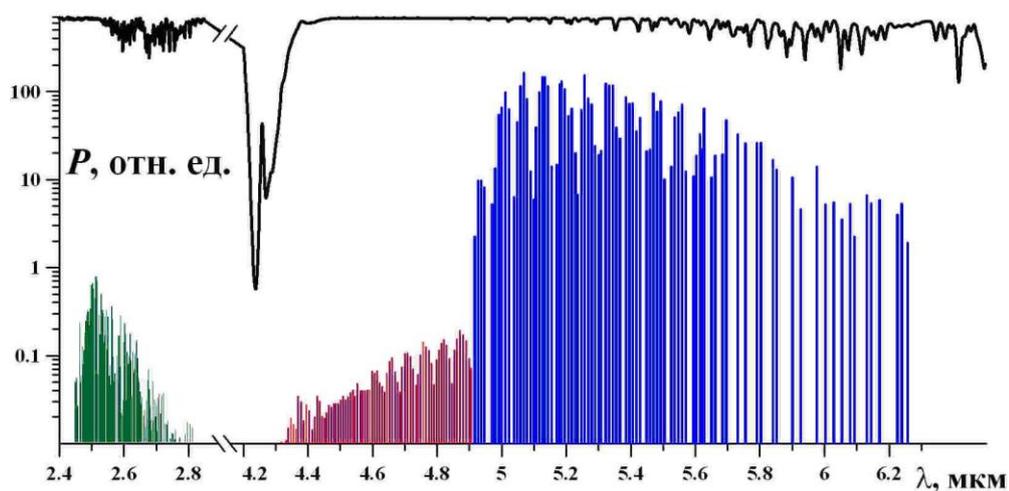


Рис. 3.13 Спектр излучения СО лазера накачки (синие линии), ГВГ (зелёные), ГРЧ (красные) и спектр пропускания атмосферы (черная линия).

Спектр поглощения атмосферы для наших условий был измерен с помощью Фурье-спектрометра АФ-3 и представлен на рис. 3.13. В спектральном интервале 4.2-4.3 мкм находится полоса поглощения молекулы CO_2 , которая ограничивает возможности получения и применения излучения в этой области спектра.

На Рис. 3.14 представлен сигнал с фотодетектора 9, измеренный при перестройке монохроматора 10 в интервале длин волн 4.85-5.0 мкм. В этом интервале длин волн в одинаковых условиях зарегистрированы линии излучения ГРЧ и СО лазера. По соотношению амплитуд сигналов линий излучения ГРЧ и

СО лазера (Рис. 3.14) произведена оценка внешней эффективности преобразования в интервал длин волн 4.3-4.9 мкм, которая составила $\sim 0.25\%$.

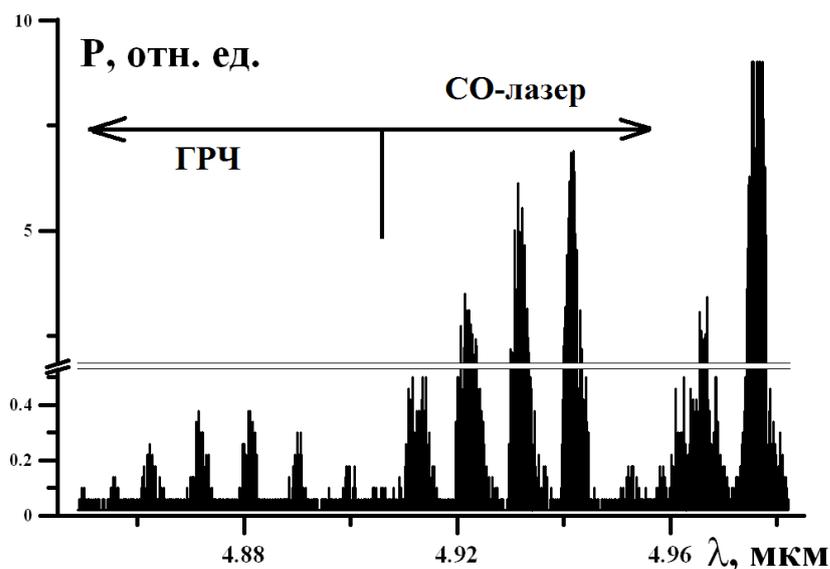


Рис. 3.14. Сигнал с фотодетектора, измеренный при перестройке монохроматора в интервале длин волн 4.85-4.99 мкм.

С учётом потерь на френелевское отражение от непросветленных граней кристалла внутренняя эффективность ГРЧ составила $\sim 0.5\%$. Регистрация излучения ГРЧ выше длины волны 4.9 мкм оказалась затруднительной, вследствие присутствия линий излучения накачки со значительно большей мощностью.

Расчёты условий фазового синхронизма в кристалле ZnGeP_2 , показывают, что методом двухкаскадного преобразования частоты в одном образце нелинейного кристалла в тех же условиях можно получить излучение ГРЧ за пределами длинноволновой границы основной полосы СО лазера (см. Рис 2.10). Однако для этого в спектре излучения накачки должны присутствовать линии излучения в интервале длин волн 6-7 мкм.

Для экспериментального исследования двухкаскадного преобразования частоты излучения СО лазера с расширением спектра в высокие длины волн применялась та же СО лазерная установка. В данном эксперименте, в отличие предыдущего, использовалось выходное зеркало СО лазера с коэффициентом отражения выше 80% в более широком интервале длин волн от 4.5 мкм до 7.5 мкм. В качестве рабочей лазерной смеси использовалась смесь газов

(CO:N₂:He=1:1:12 с небольшим добавлением воздуха при общем давлении 8.2 Торр), содержащая значительно большее число молекул окиси углерода. В остальном оптическая схема эксперимента соответствует Рис. 3.12.

Замена выходного зеркала резонатора и лазерной смеси позволили получить более широкий спектр излучения СО лазера. Спектр излучения накачки перекрывал диапазон длин волн от 5.0 мкм до 7.5 мкм и состоял примерно из 150 спектральных линий. Мощность каждой линии излучения нормирована на величину суммарной пиковой мощности 4 кВт.

Для преобразования частоты излучения СО лазера, кристалл ZnGeP₂ был установлен так, чтобы внутренний угол ФС составлял 48°, который соответствует углу ФС ГВГ с длиной волны 2.5 мкм. Спектр преобразованного излучения, полученный в этих условиях, представлен на Рис. 3.15. Спектр ГСЧ перекрывал спектральный интервал от 2.5 мкм до 3.7 мкм и состоял примерно из 350 линий. Внешняя эффективность преобразования при этом составила около 1% (внутренняя эффективность 2%), поэтому пиковая мощность линий излучения ГВГ и ГСЧ, представленная на Рис. 3.15, нормирована на суммарную пиковую мощность 40 Вт.

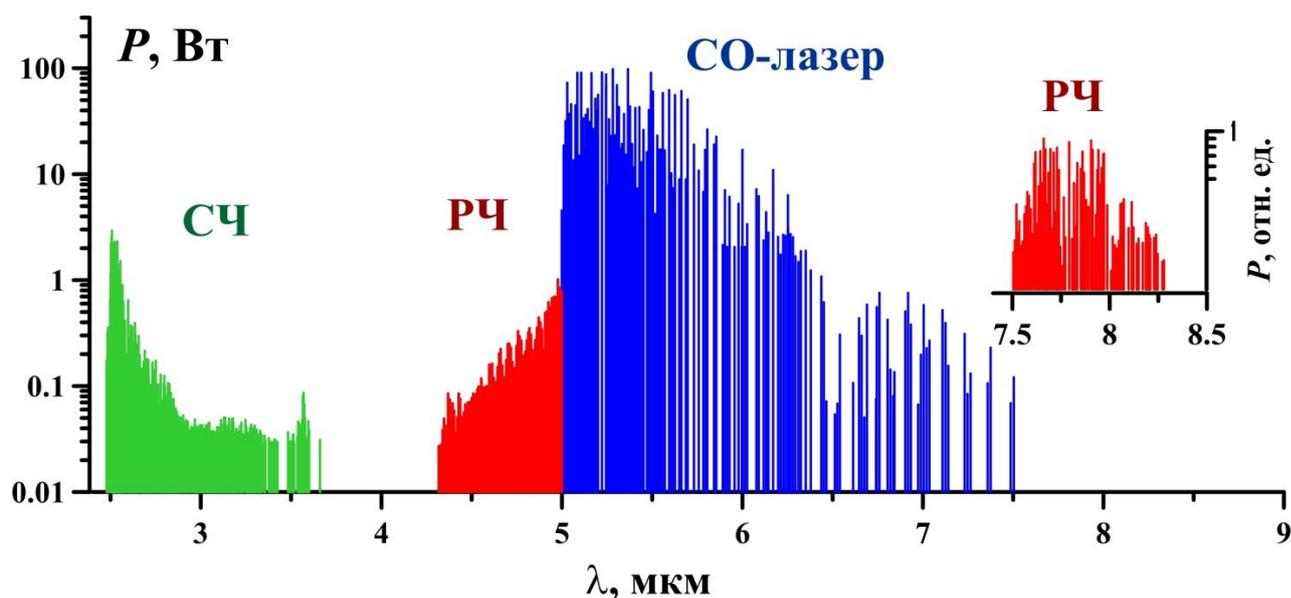


Рис. 3.15 Измеренные спектры излучения основной частоты (синий) СО лазера, суммарных частот (зеленый) и разностных частот (красный).

Спектр ГРЧ состоял, по крайней мере, из 90 линий излучения в интервале длин волн от 4.3 мкм до 5.0 мкм. Пиковая мощность линий ГРЧ (Рис. 3.15) нормирована на пиковую мощность СО лазерного излучения путем регистрации этих линий в одних и тех же условиях. Внешняя эффективность ГРЧ в интервале длин волн 4.3-5.0 мкм составила 0.23%, что соответствует внутренней эффективности 0.45%.

В длинноволновой части спектра зарегистрировано ~90 линий ГРЧ в интервале длин волн от 7.5 до 8.3 мкм. Для регистрации этих линий потребовалось увеличение чувствительности измерений, путем уменьшения разрешающей способности спектрометра. Отметим, что длина волны 8.3 мкм являлась граничной длиной волны рабочего диапазона дифракционной решетки спектрометра.

Для анализа экспериментальных данных проведена идентификация линий в спектре преобразованного излучения и проведено сравнение рассчитанных линий спектра ГСЧ с измеренными в эксперименте. Для примера рассмотрим интервал длин волн 2.45 – 2.50 мкм в спектре Рис. 3.13.

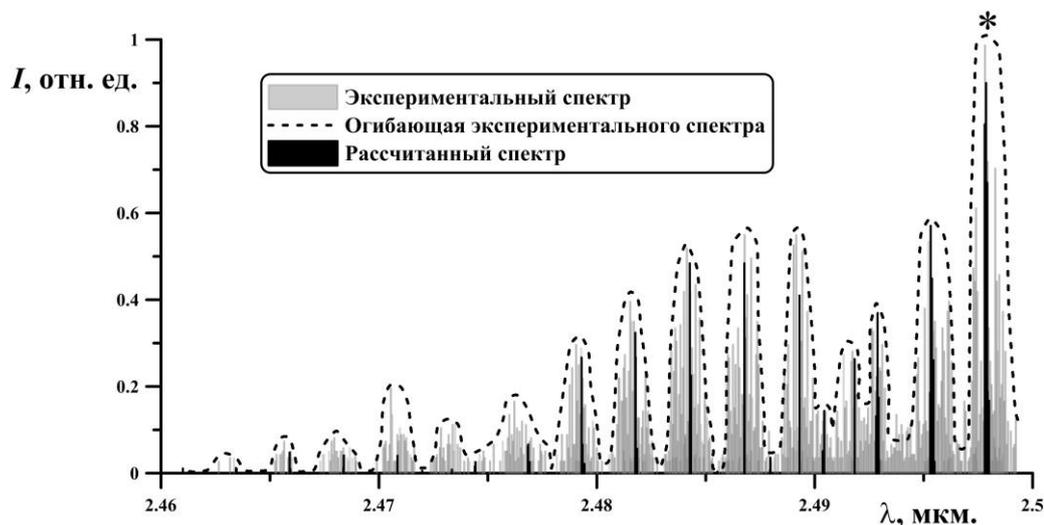


Рис. 3.16. Сигнал с фотодетектора (серые линии), измеренный при перестройке монохроматора в интервале длин волн 2.45 – 2.50 мкм, рассчитанный (черный) и измеренный (пунктирная линия) спектр ГСЧ

Сигнал с фотодетектора 9 (серые линии), измеренный при перестройке монохроматора 10 в интервале длин волн 2.45 – 2.50 мкм представлен на

Рис. 3.16. В этом интервале длин волн выделено 15 спектральных линий. Для наглядности на Рис. 3.16 проведена огибающая, соответствующая измеренным спектральным линиям ГСЧ (пунктирная кривая). Также на Рис. 3.16 показан рассчитанный спектр преобразованных частот (черные линии). Амплитуда линий ГВГ в рассчитанном спектре пропорциональна $\frac{1}{4}$ от квадрата мощности линий СО-лазера, а амплитуда линий ГСЧ – произведению мощностей линий СО лазера.

Центры спектральных линий рассчитанного и измеренного спектров совпадают с точностью $\sim 10^{-3}$ мкм. Расчёты показывают, что измеренные линии в спектре ГСЧ состоят из групп линий, близких по длине волны (разнесенных на спектральный интервал $\Delta\lambda < 10^{-3}$). В спектрах Рис. 3.13 и Рис. 3.16 такие линии не были спектрально разрешены и зарегистрированы как одиночные линии. В качестве примера можно привести линии ГСЧ, отмеченные знаком «*» на Рис. 3.16, вблизи длины волны 2.498 мкм (Рис. 3.17).

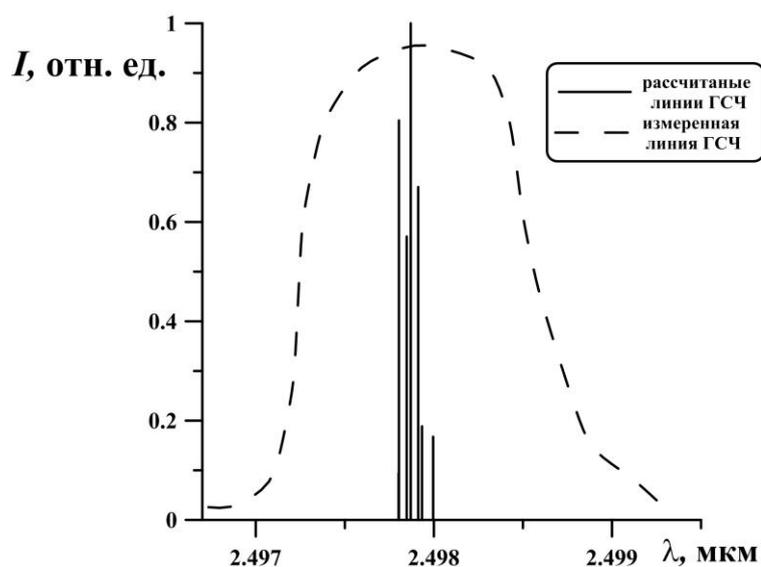


Рис. 3.17. Измеренная линия (пунктирная линия) и рассчитанный спектр (вертикальные линии) генерации суммарных частот в окрестности длины волны 2.498 мкм

На Рис. 3.17 огибающая измеренной линии ГСЧ изображена штриховой кривой, а рассчитанные линии ГСЧ изображены черными вертикальными отрезками. В контур измеренной линии ГСЧ с длиной волны 2.498 мкм попадает 7 близких по длине волны рассчитанных линий. Эти линии представлены в Таблице 3.1, также приведены линии основной полосы СО лазера, соответствующие этим линиям, и разница длин волн $\Delta\lambda$ линий излучения СО-

лазера. Отметим, что линии излучения основной полосы СО лазера, представленные в Таблице 3.1, попадают в рассчитанную спектральную ширину ФС ГСЧ (Рис. 2.4).

Таблица 3.1. Рассчитанные длины волн линий излучения на суммарных частотах в окрестности длины волны 2.498 мкм и их исходные линии излучения

| $\lambda_{ГСЧ}$, мкм | λ_1 , мкм | СО, переход 1 | λ_2 , мкм | СО, переход 2 | $\Delta\lambda$, мкм |
|-----------------------|-------------------|---------------|-------------------|---------------|-----------------------|
| 2.497802 | 4.917151 | 4-3 P(8) | 5.076601 | 6-5 P(11) | 0.159450 |
| 2.497804 | 4.926880 | 4-3 P(9) | 5.066280 | 6-5 P(10) | 0.139400 |
| 2.497848 | 4.936730 | 4-3 P(10) | 5.056087 | 6-5 P(9) | 0.119357 |
| 2.497933 | 4.946701 | 4-3 P(11) | 5.046020 | 6-5 P(8) | 0.099319 |
| 2.497996 | 4.971068 | 5-4 P(7) | 5.021167 | 5-4 P(12) | 0.050099 |
| 2.497912 | 4.980840 | 5-4 P(8) | 5.010898 | 5-4 P(11) | 0.030058 |
| 2.497870 | 4.990736 | 5-4 P(9) | 5.000755 | 5-4 P(10) | 0.010019 |

Из Таблицы 3.1 следует, что для экспериментального измерения спектра ГСЧ (Рис. 3.16) позволяющего различить близко расположенные линии, требуется высокое спектральное разрешение не хуже $2 \cdot 10^{-6}$ мкм. Наибольшее спектральное разрешение, которое обеспечивает монохроматор ИКС-31, составляло $\Delta\lambda \sim 10^{-3}$ мкм. Поэтому идентификация и определение полного числа линий излучения ГСЧ на Рис. 3.13 и Рис. 3.15 невозможно.

3.4 Выводы к Главе 3

Проведены исследования генерации суммарных и разностных частот излучения неселективного СО лазера низкого давления с модуляцией добротности резонатора. Максимальная внутренняя эффективность ГВГ (ГСЧ) в кристалле $ZnGeP_2$ составила 6%, в кристалле GaSe – 0.26%. Экспериментально продемонстрировано, что практически весь широкий спектр неселективного СО лазера преобразуется во вторую гармонику и суммарные частоты в кристаллах $ZnGeP_2$ и GaSe, при этом спектр преобразованного излучения содержит

значительно больше линий чем спектр излучения накачки. При накачке кристалла ZnGeP_2 излучением СО лазера, содержащим ~ 150 спектральных линий в интервале длин волн 5.0-7.5 мкм осуществлена двухкаскадная генерация суммарных и разностных частот в три интервала длин волн: 2.5-3.7 мкм (ГСЧ И ГВГ); 4.3-5.0 мкм (ГРЧ) и 7.5-8.3 мкм (ГРЧ). Таким образом, на базе одного образца нелинейного кристалла с накачкой излучением одного СО лазера создана широкополосная (более полутора октав) лазерная система, действующая, по крайней мере, на ~ 670 линиях в интервале длин волн от 2.5 до 8.3 мкм.

Глава 4. Исследование преобразования частоты излучения мощного наносекундного СО лазера.

4.1 Широкоапертурная электроионизационная криогенная СО лазерная установка

В Главе 1 показано, что наивысшие энергетические результаты в СО лазере достигаются при ЭИ методе накачки и криогенном охлаждении. Поэтому для эффективного преобразования частоты в нелинейных кристаллах целесообразно применять СО лазерные установки с криогенным охлаждением и ЭИ накачкой активной среды. В лаборатории Газовых лазеров ФИАН на базе криогенной ЭИ лазерной установки был создан мощный наносекундных СО-лазер [Ionin2009]. Для повышения эффективности преобразования частоты в нелинейных кристаллах под руководством доцента А.А. Коткова данный наносекундный СО-лазер был модифицирован в лазерную систему задающий генератор – лазерный усилитель. В данной главе приводятся результаты исследования как самого СО-лазерного источника в различных режимах генерации, так и преобразования его частоты в нелинейных кристаллах.

ЭИ СО лазерная установка имела длину активной среды $L_{AC}=1.2$ м и объем ЭИ разряда 18 литров. Ионизация лазерной среды в этой установке осуществляется электронным пучком. На Рис. 4.1 представлена фотография установки.



Рис.4.1 Внешний вид импульсного криогенного электроионизационного СО лазера.

ЭИ лазерная установка (Рис. 4.2) состоит из двух основных частей: 1 - вакуумной камеры электронной пушки; 2 - ЭИ разрядной камеры (лазерной кюветы). В качестве источника электронов в ЭИ лазерной установке используется прямонакальный термоэмиссионный катод 3, помещенный в электростатический экран. Величина ускоряющего напряжения, подаваемого на термокатод, составляет ~ 150 кВ. Вакуумную камеру электронной пушки отделяет от лазерной кюветы разделительная фольга 4 (полиимидная пленка толщиной ~ 40 мкм). Объемный несамостоятельный (основной) разряд развивается между сетчатым катодом 5 и сплошным медным анодом 6. Плотность рабочей смеси газов в лазерной кювете может варьироваться от 0.04 до 0.5 Амага (Амага — это единица измерения плотности газов. Плотность 1.0 Амага численно равна плотности газа при давлении 1 атм (101325 Па) и температуре 273.15 К). Двойные стенки лазерной кюветы образуют так называемую “азотную рубашку” 7, которая заполняется жидким азотом, что позволяет охлаждать газовую смесь до ~ 100 К.

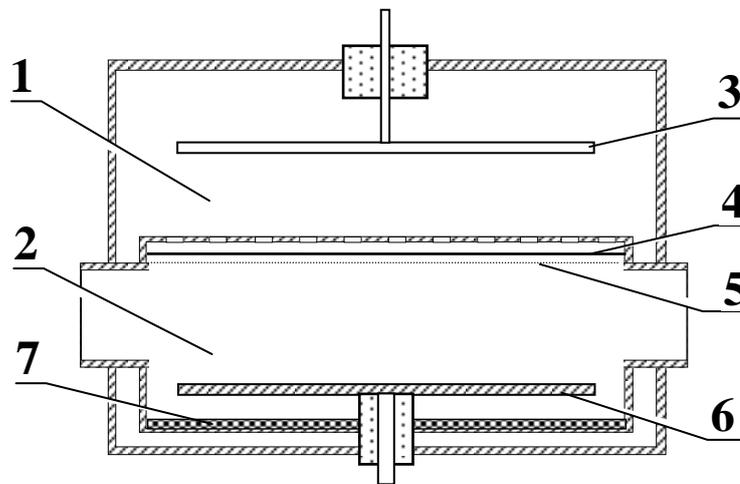


Рис. 4.2. Схема электроионизационной лазерной установки

1 - вакуумная камера электронной пушки, 2 - ЭИ разрядная камера, 3 - прямонакальный термоэмиссионный катод, 4 - разделительная фольга, 5 - сетчатый катод, 6 - медный анод, 7 - азотная рубашка

Работа ЭИ лазерной установки обеспечивается следующими системами (на Рис. 4.2 не показаны): система вакуумной откачки камеры электронной пушки, система откачки и напуска газов в лазерную кювету, система электропитания

электронной пушки и основного разряда, система управления и измерения параметров ЭИ разряда.

Форвакуумная откачка лазерной кюветы осуществляется вакуумными пластинчато-роторными насосами типа 2НВР-5ДМ. Вакуумная откачка камеры электронной пушки осуществляется диффузионным паромасляным насосом типа Н-250. Остаточное давление ($\sim 10^{-5}$ Торр) в камере электронной пушки измеряется ионизационно-термопарным вакуумметром типа ВИТ-2.

Величина удельного энерговклада Q_{in} в ЭИ разряд определяется путем измерения начального U_1 и конечного (после импульса) U_2 напряжения на батарее конденсаторов емкостью C и вычислялась по формуле:

$$Q_{in} = \frac{C(U_1^2 - U_2^2)}{2V_p N}, \quad (4.1)$$

где V_p – объем разряда, N – плотность активной среды.

Ёмкость батареи конденсаторов, питающих основной разряд, в большинстве экспериментов составляет ~ 57 мкФ. Условия накачки активной среды газового лазера характеризуются удельными параметрами энерговклада в единицах Дж/л·Амага ($1 \text{ [Дж/л Амага]} = 22,4 \text{ [Дж/моль]}$), то есть энергией накачки, приходящейся на определенное количество молекул газа. Удельный энерговклад может варьироваться от ~ 50 до ~ 1000 Дж/л·Амага. Длительность импульса ЭИ разряда может изменяться от 25 мкс до 1500 мкс путем изменения температуры катода электронной пушки при изменении тока накала. Максимальная энергия импульса генерации излучения в основной полосе молекулы СО, полученная на этой ЭИ лазерной установке достигала 800 Дж при эффективности до 30% [Басов1985]. В области обертоновых переходов (диапазон длин волн 2.7-3.3 мкм) максимальная полученная энергия составляла 50 Дж [Басов1985].

Описание оптических схем, применяемых в экспериментах по преобразования частоты излучения СО лазера, приведены в соответствующих разделах данной главы.

4.2 Генерация второй гармоники СО лазера, излучающего миллисекундный цуг наносекундных импульсов.

Оптическая схема экспериментов по исследованию генерации второй гармоники излучения селективного импульсного ЭИ СО лазера представлена на Рис. 4.3.

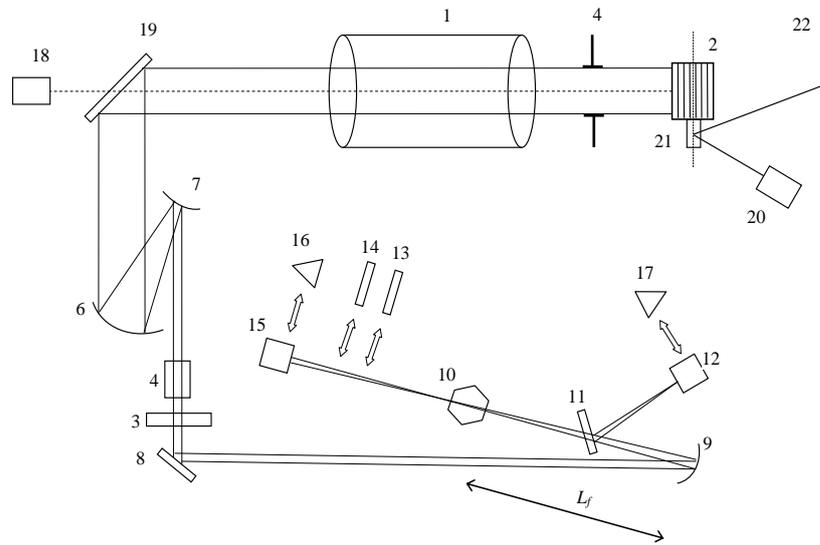


Рис. 4.3. Оптическая схема исследования генерации второй гармоники излучения селективного импульсного ЭИ СО лазера.

1 – активная среда ЭИ СО лазера; 2 – дифракционная решетка; 3 – выходное зеркало; 4 – акустооптический модулятор; 5 – диафрагма; 6 – вогнутое зеркало; 7 – выпуклое зеркало; 8 – плоское зеркало; 9 – сферическое зеркало; 10 – нелинейный кристалл; 11 – плоскопараллельная пластинка из CaF_2 ; 12, 15 – измерители энергии; 13, 14 – плоскопараллельные пластины из ИК кварца; 16, 17 – фотодетекторы; 18, 20 – He-Ne лазеры; 19 – зеркало с отверстием; 21 – плоское зеркало; 22 – шкала. L_f – расстояние от зеркала 11 до передней грани нелинейного кристалла 10.

В качестве активной среды (АС) **1** использовалась газовая смесь $\text{CO}:\text{Ar}=1:4$, возбуждаемая ЭИ разрядом длительностью 35-40 мкс. Длина АС составляла 1.2 м. Температура газовой смеси (до включения электрического разряда) составляла 120 К. Глухим зеркалом резонатора являлась дифракционная решётка **2** (240 штр/мм с углом блеска 27°), при помощи которой организовывался селективный режим работы лазера. Выводящим использовалось плоское зеркало **3** с коэффициентом отражения 75% для диапазона длин волн от 4.5 до 7.0 мкм. Вблизи выходного зеркала **3** был помещен акустооптический модулятор **4** (АОМ).

АОМ представляет собой кристалл германия, в котором возбуждается стоячая акустическая волна. Апертура АОМ составляла 8 мм, частотой модуляции оптических потерь составляла 10 МГц. На грани АОМ нанесены просветляющие покрытия на интервал длин волн 4.5-5.5 мкм. Длина резонатора СО лазера составляла 15.0 м, которая согласована с частотой изменения потерь в АОМ. Излучение внутри резонатора ограничивалось диафрагмой **5** диаметром 38 мм, установленной между АС **1** и дифракционной решёткой **2** и поджималось телескопической системой, состоящей из вогнутого сферического зеркала **6** (радиус кривизны 1 м) и выпуклого сферического зеркала **7** (радиус кривизны 300 мм).

После вывода из резонатора поворотным зеркалом **8** излучение направлялось на сферическое зеркало **9** (радиус кривизны 0.6 м) и далее фокусировалось на нелинейный кристалл **10**, который располагался на расстоянии L от зеркала **9**. Для контроля энергии излучения падающего на кристалл **10** использовалась плоскопараллельная пластина **11** из CaF_2 . Отраженное от неё излучение, составляющее $\sim 5\%$ от падающего на кристалл, направлялось на термодетектор **12** (модель OPHIR 3A-SH).

С помощью плоскопараллельной пластины **13** толщиной 2 мм из ИК кварца (образец №1 на Рис. 3.4), излучение накачки ($\lambda \sim 5 \mu\text{м}$) отсекалось от излучения, преобразованного во вторую гармонику. Для устранения влияния случайного рассеяния ИК излучения накачки от оптических элементов схемы и теплового излучения от пластины **13**, перед измерительными приборами помещалась вторая плоскопараллельная пластина **14** из ИК кварца (образец №4 на Рис. 3.4). Энергия излучения, прошедшего через плоскопараллельные пластины **13** и **14**, измерялась термодетектором (OPHIR 3A-SH) **15**. Для измерения временной формы падающего и прошедшего через кристалл излучения, термодетекторы **12** и **15** заменялись ИК фотодетекторами **16** и **17** PEM-L-3 фирмы VIGO Systems (приёмная площадка $1 \times 1 \text{ мм}^2$, постоянная времени 0.5 нс; пороговая чувствительность $10^7 \text{ см} \cdot \text{Гц}^{1/2} \cdot \text{Вт}^{-1}$). Сигналы с фотодетекторов **16** и **17**

регистрировались двулучевым запоминающим осциллографом Tektronix TDS5052B (на Рис. 4.3 не показан).

Юстировка оптической схемы производилась с помощью He-Ne лазера **18**. Луч лазера **18** заводился в оптическую схему через зеркало с отверстием **19**. Перестройка лазера по длине волны излучения (по колебательно-вращательным переходам) осуществлялась поворотом дифракционной решетки **2** и контролировалась с помощью He-Ne лазера **20**, зеркала **21**, соосного с дифракционной решёткой **2**, и шкалы **22**.

Для измерения длины волны излучения плоскопараллельная пластина **10** заменялась на плоское зеркало (на Рис. 4.3 не показано), и лазерный пучок направлялся в спектрограф «CO Spectrum Analyzer» с разрешением 1 см^{-1} .

Из-за расходимости излучения перетяжка лазерного пучка, сфокусированного сферическим зеркалом **11**, располагалась на расстоянии 36 см от него. Минимальный диаметр перетяжки составлял 1.5 мм и сохранялся на длине 20 мм.

На Рис. 4.4 представлены характерная форма импульса излучения накачки и импульса ГВГ для режима свободной генерации, когда АОМ был выключен. Длительность импульса ГВГ составляет 0.2 мкс (половина длительности импульса излучения накачки).

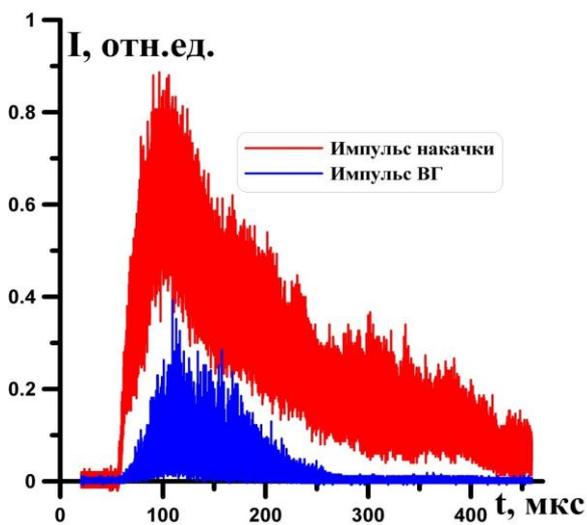


Рис. 4.4 Форма импульсов излучения накачки и излучения ГВГ в кристалле ZnGeP_2 .

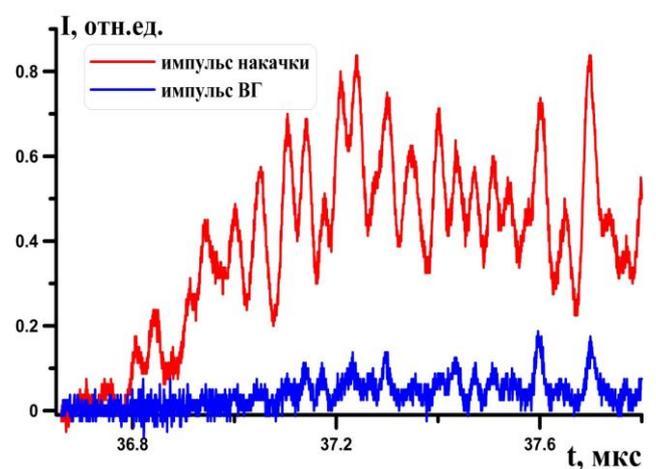


Рис. 4.5 Временная динамика генерации

импульсов излучения накачки и излучения ГВГ в кристалле ZnGeP_2

На Рис. 4.5 представлено начало генерации импульсов излучения накачки и ГВГ. Чёткие пики излучения ГВГ наблюдаются только при соответствующих пиках интенсивности в импульсе накачки, которые обусловлены межмодовыми биениями. Однако интенсивность, форма и само появление этих максимумов носит в основном случайный характер.

Была измерена зависимость эффективности ГВГ от угла падения излучения СО лазера на кристалл, относительно нормали к поверхности. Полученные результаты представлены на Рис. 4.6. Для импульсного СО лазера внешняя эффективность ГВГ η определялась как отношение энергии импульса излучения ГВГ к энергии импульса излучения накачки, падающего на кристалл. По Рис. 4.6 определена угловая ширина фазового синхронизма ГВГ селективного излучения СО лазера в кристалле ZnGeP_2 . Внешняя угловая ширина ФС по полувысоте составила $\sim 2^\circ$ градуса, что соответствует ширине ФС внутри кристалла $\sim 0.7^\circ$. Это в 3 раза больше угловой ширины ФС, рассчитанной в Разделе 2.1. Отличие измеренного значения ширины ФС от рассчитанного, вероятно, связано с тем, что кристалл располагался не в перетяжке пучка и поэтому, волну накачки нельзя считать плоской, что приводит к увеличению угловой ширины ФС.

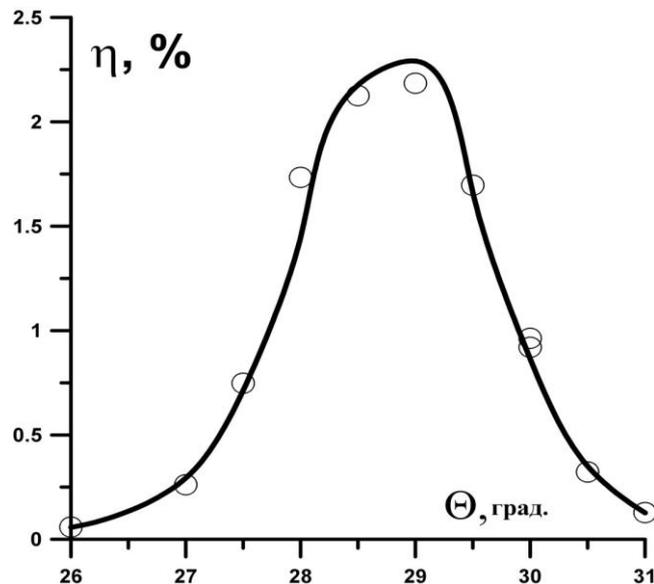


Рис. 4.6. Внешняя эффективность ГВГ излучения СО-лазера в кристалле ZnGeP_2 в зависимости от угла падения излучения

Наибольшая внешняя эффективность ГВГ $\sim 3\%$ наблюдалась при энергии импульса излучения накачки ~ 450 мДж. С учётом френелевских потерь на

отражение от непросветлённых поверхностей кристалла, внутренняя эффективность ГВГ составляет ~6%.

В режиме синхронизации мод (когда АОМ был включен) длительность генерации СО лазера составляла 0.1 – 0.5 миллисекунд по основанию в зависимости от энерговклада в АС. В отличие от режима свободной генерации, в режиме синхронизации мод временная форма излучения представляла собой цуг наносекундных импульсов (ЦНИ), длительностью 5-10 нс, идущих с периодом 100 нс, который соответствует частоте изменения потерь АОМ и длине лазерного резонатора 15 м. Характерная форма ЦНИ излучения СО лазера (импульс накачки) и импульса ГВГ представлены на Рис. 4.7 и Рис. 4.8.

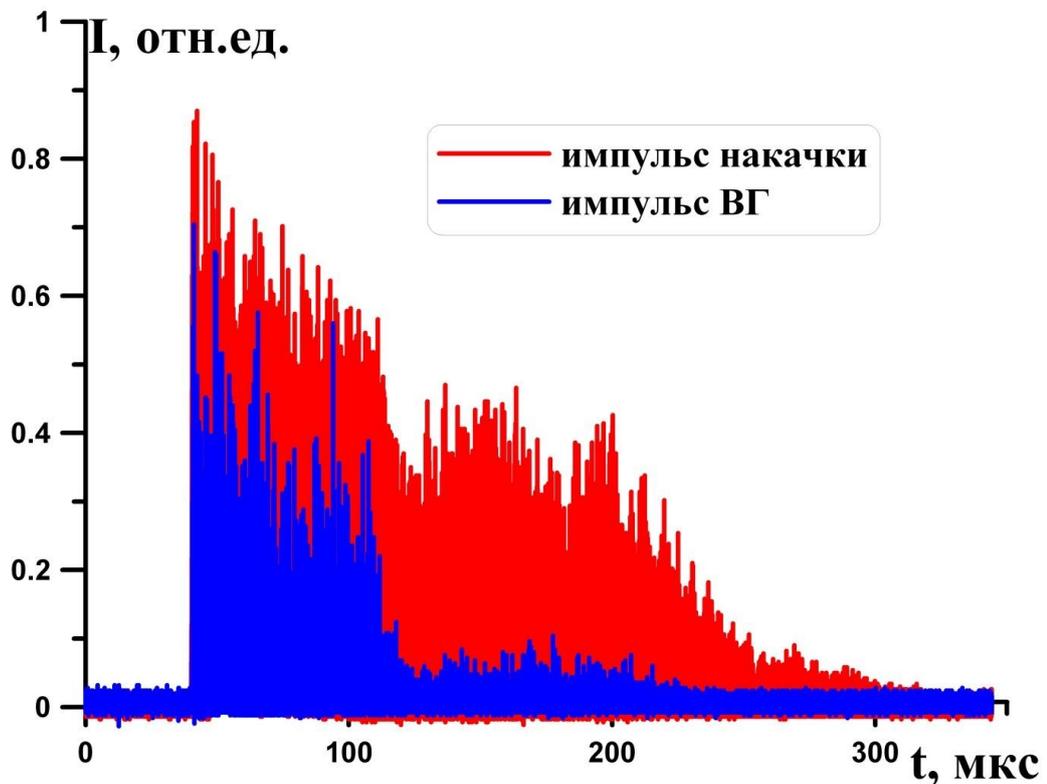


Рис. 4.7. Временная форма импульсов излучения накачки и излучения ГВГ импульсного СО лазера с активной синхронизацией мод. Переход 9-8 P(12), $Q_{in} = 240$ Дж/л·Амага.

В первой половине импульса накачки мощность излучения ГВГ в 4-6 раз выше, чем во второй. Другими словами, наблюдается заметное снижение эффективности ГВГ излучения СО лазера начиная со 120-й микросекунды относительно начала импульса ЭИ разряда в АС лазера ($t=0$). Одна из причин снижения эффективности может быть связана с перегревом кристалла. Другая

причина снижения эффективности может быть связана с нарушением режима синхронизации мод. Для этого была исследована временная форма излучения накачки и ГВГ с наносекундным временным разрешением.

На Рис. 4.8 представлено начало генерации импульсов накачки и ГВГ. Излучение накачки представляет собой последовательность пиков, следующих с частотой 10 МГц, что соответствует генерации в режиме синхронизованных мод. Высокие пики излучения ГВГ наблюдаются на соответствующих пиках излучения накачки.

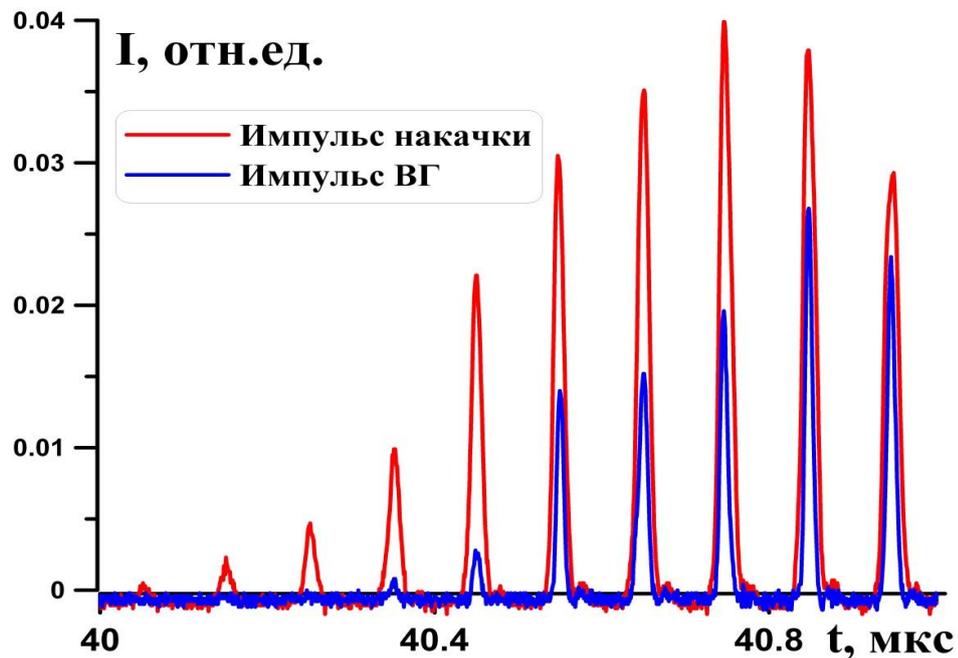


Рис. 4.8. Временная форма импульсов излучения накачки и излучения ГВГ в кристалле ZnGeP_2 в начале генерации импульсного ЭИ СО лазера с активной синхронизацией мод. Переход 9-8 $P(12)$, $Q_{in} = 240 \text{ Дж/л} \cdot \text{амага}$.

На рисунке 4.9 представлена временная форма излучения накачки и ГВГ на 80-ой микросекунде относительно разряда накачки АС. В процессе генерации импульса накачки режим синхронизации мод частично нарушается, что проявляется как уширение пиков и уменьшением пиковой мощности. Чем сильнее нарушение синхронизации мод, тем временная форма лазерного излучения становится ближе к режиму свободной генерации.

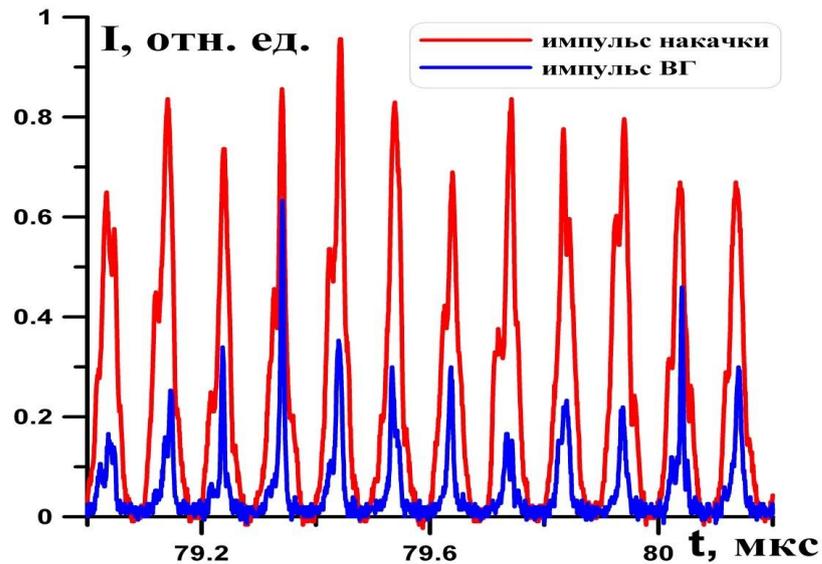


Рис. 4.9. Временная форма импульсов излучения накачки и излучения ГВГ на 80-ой микросекунде. Переход 9-8 P(12), $Q_{in} = 240$ Дж/л·Амага.

На Рис. 4.10 представлены зависимости внешней эффективности ГВГ излучения СО лазера в кристалле $ZnGeP_2$ для режима синхронизации мод и свободной генерации от энергии импульса накачки.

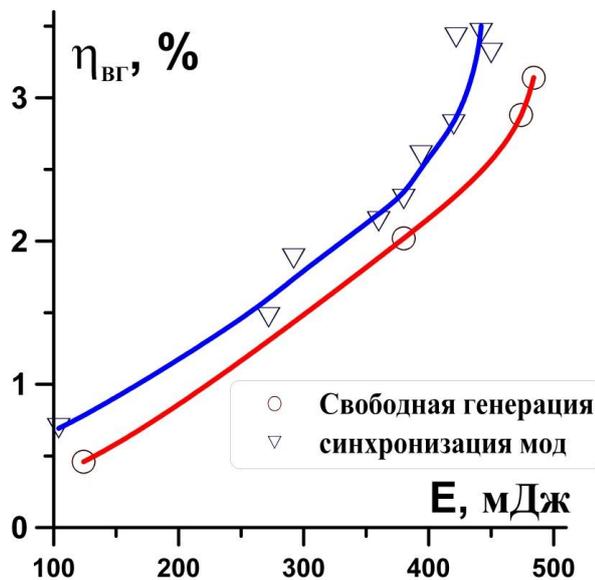


Рис. 4.10. Внешняя эффективность ГВГ излучения СО лазера в кристалле $ZnGeP_2$ от энергии импульса накачки для режима синхронизации мод и свободной генерации.

Кривая, соответствующая режиму синхронизации мод, проходит выше кривой, соответствующей режиму свободной генерации. При невысокой энергии излучения накачки (~ 0.1 Дж) эффективности ГВГ для режима синхронизации мод в 1.5 раза выше, чем для свободной генерации. При увеличении энергии излучения накачки относительная разница в значении эффективности ГВГ падает.

Данный факт, по-видимому, связан с тем, что увеличение энергии излучения накачки происходит путем увеличения коэффициента усиления АС при увеличении энергозклада в АС. При увеличении коэффициента усиления АС потери, вносимые в резонатор включенным акустооптическим модулятором, меньше влияют на развитие генерации, что и приводит к нарушению режима синхронизации мод (см. Рис. 4.9).

Наибольшая внешняя эффективность ГВГ в кристалле $ZnGeP_2$ излучения СО лазера с активной синхронизацией мод составляла 3.5%, что незначительно больше результата, полученного с СО лазером в режиме свободной генерации. С учётом френелевских потерь на отражение от непросветлённых поверхностей кристалла $ZnGeP_2$, внутренняя эффективность ГВГ составляет ~7%.

4.3 Стабилизация режима синхронизации мод СО лазера.

В Разделе 4.3 показано, что при повышении энергозклада в АС СО лазера режим синхронизации мод нарушался. Нарушение режима синхронизации мод приводило к уширению пиков и снижению пиковой мощности, что в свою очередь снижало эффективность преобразования частоты в нелинейных кристаллах. В данном разделе приведены результаты исследования по стабилизации работы СО лазера в режиме активной синхронизации мод.

Для оптимизации работы СО лазера в режиме активной синхронизации мод было изучено влияние коэффициента отражения выходного зеркала резонатора на временную динамику и пиковую мощность излучения. Использовалась газовая смесь $CO:Ar = 1:4$ при относительной плотности $N = 0.24$ Амага. Применялись зеркала с коэффициентами отражения - 30%, 50% и 75%. При прочих равных условиях пиковая мощность излучения лазера с 50% зеркалом превосходила мощности излучения лазеров с 30% и с 75% зеркалами. Однако наименьшая длительность пиков на протяжении всего импульса генерации наблюдалась при использовании 30% зеркала. Данный факт можно объяснить тем, что при высокой добротности резонатора коэффициент усиления АС существенно превышал уровень потерь резонатора, включая те потери, которые вносил АОМ. Поэтому

все последующие эксперименты проводились с использованием 30% выводящего зеркала.

Важным фактором, влияющим на работу СО лазера в режиме синхронизации мод, является согласование между частотой модуляции оптических потерь в АОМ и частотой обхода резонатора излучением (межмодовая частота). Поскольку внутри лазерного резонатора находятся оптические элементы (АОМ, окна Брюстера и др.), то оптическая длина резонатора отличается от его линейной длины. Анализ Фурье образа динамики интенсивности лазерного излучения при выключенном АОМ позволил определить частоту межмодовых биений, и тем самым точно определить оптическую длину резонатора. Частота межмодовых биений при линейной длине резонатора 15.0 м составляла 9.85 МГц. Используя формулу $L_{opt}=c/(2\nu)$, где ν - частота межмодовых биений, L_{opt} – оптическая длина резонатора, получаем, что оптическая длина резонатора составляет ~15.2 м, т.е. линейная длина резонатора отличается от оптической на 1.3%. Фурье образ динамики интенсивности излучения СО лазера вблизи 10 МГц до подстройки длины резонатора и после нее представлены на Рис. 4.11 и 4.12, соответственно.

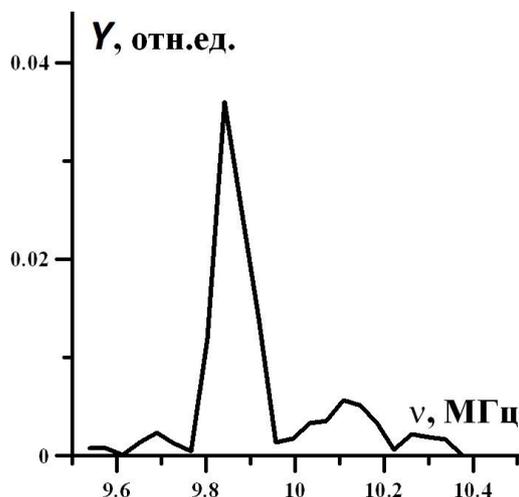


Рис. 4.11. Частота межмодовых биений при $L_{opt} = 15.2$ м.

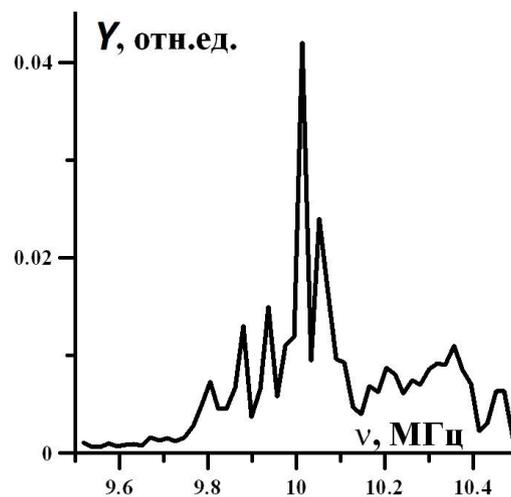


Рис. 4.12. Частота межмодовых биений при $L_{opt} = 15.0$ м.

Точная подстройка длины резонатора по частоте межмодовых биений позволила увеличить энергию импульса излучения СО лазера с активной

синхронизацией мод в 5 раз, а пиковую мощность в 2 раза при прочих равных условиях.

4.4 СО лазерная система задающий генератор – лазерный усилитель, излучающая миллисекундный цуг наносекундных импульсов.

В Разделе 4.2 отмечалось, что увеличение мощности ЦНИ излучения СО лазера путем увеличения коэффициента усиления АС приводит к нарушению режима синхронизации мод (Рис. 4.9), однако мощность ЦНИ излучения СО лазера можно увеличить в лазерном усилителе. Необходимо отметить, что усиление импульсов излучения СО лазера наносекундной длительности, в отличие от усиления импульсов субмиллисекундной и микросекундной длительности [Ананьев1985, Ананьев1989, Ананьев1989а], до начала описываемого далее исследования экспериментально не изучалось. В научной литературе имелось только две теоретические работы, посвященные усилению наносекундных импульсов излучения СО лазера [Норф1973, Дунчич1986].

Для получения ЦНИ с высокой пиковой мощностью и минимальной длительностью пиков на основе широкоапертурной криогенной ЭИ установки, описанной в разделе 4.1 была создана СО лазерная система задающий генератор (ЗГ) – лазерный усилитель (ЛУ), в которой ЗГ работал в режиме активной синхронизации мод. На Рис. 4.13 представлена принципиальная оптическая схема СО лазерной системы ЗГ-ЛУ. В качестве АС использовались газовые смеси СО:Аг=1:4 и СО:Не=1:4, возбуждаемые ЭИ разрядом длительностью 35-40 мкс.

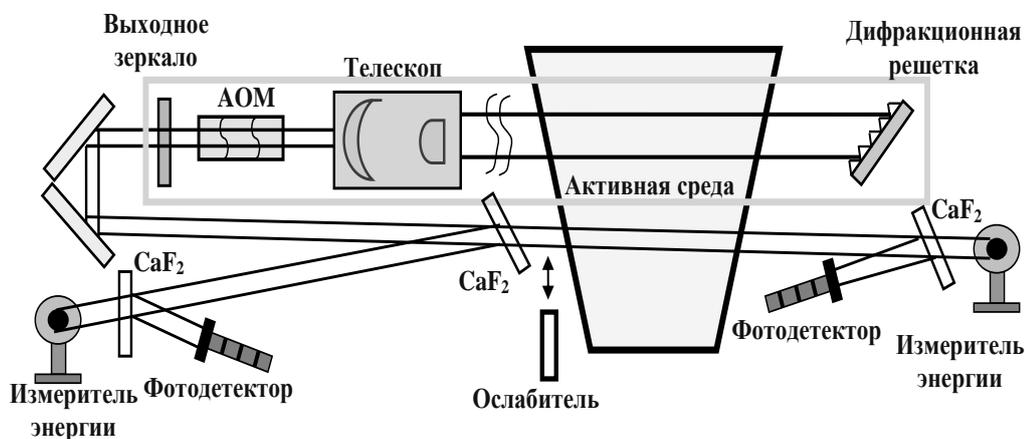


Рис. 4.13. Оптическая схема СО лазерной системы ЗГ-ЛУ

Режим синхронизации мод в ЗГ также как и в Разделе 4.3 осуществлялся германиевым акустооптическим модулятором апертурой 8 мм с частотой модуляции 10 МГц, который располагался вблизи плоского выходного зеркала. Для увеличения апертуры активной среды и рабочей поверхности дифракционной решетки в резонаторе применялся зеркальный телескоп с коэффициентом увеличения 2.5. Оптическая длина резонатора составляла 15.0 м.

Часть излучения ЗГ (~5%) с помощью плоскопараллельной пластины из CaF_2 отводилась для измерения энергетических и временных характеристик. Основная часть излучения ЗГ направлялась параллельно резонаторному каналу в АС для усиления. Для компенсации расходимости излучения использовалось сферическое зеркало радиусом 20 м (на Рис. 4.13 не показано). Апертура усилительного канала составляла 24 мм по уровню 0.1 максимальной интенсивности (Рис. 4.14), что соответствует площади поперечного сечения пучка 4.5 см^2 . Объёмы активной среды ЗГ и ЛУ совпадали и составляли 0.54 л.

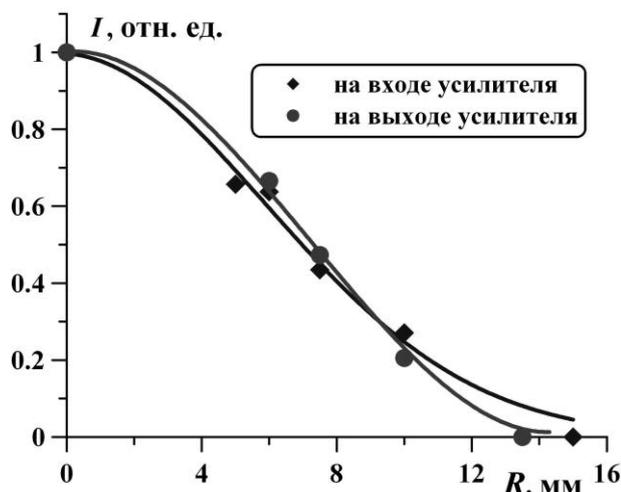


Рис. 4.14. Поперечное распределение интенсивности лазерного излучения на входе и выходе ЛУ

Усиление ЦНИ исследовалось при помощи калиброванных ослабителей, установленных на пути лазерного луча. Для измерения временных характеристик лазерного излучения до усиления и после усиления использовались фотодетекторы РЕМ-L-3 (приёмная площадка $1 \times 1 \text{ мм}^2$, постоянная времени 0.5 нс), сигналы от которых регистрировались осциллографом Tektronix TDS 5052B. Для измерения энергии излучения использовались измерители

энергии OPNIR 3A-SH. Во всех проведенных экспериментах резонатор лазера был настроен на переход молекулы CO 9-8 P(11) ($\lambda \approx 5.28$ мкм).

На Рис. 4.15 представлены зависимости энергии излучения на выходе усилителя $E_{\text{вых}}$ от энергии излучения на входе в усилитель $E_{\text{вх}}$ при разных удельных энерговкладах и значениях относительной плотности АС. Использовалась газовая смесь CO:He = 1:4. Энергия излучения на входе в усилитель с помощью калиброванных ослабителей уменьшалась в 5, 13 и 65 раз. Зависимость $E_{\text{вых}}$ от $E_{\text{вх}}$ имеет нелинейный характер, что наиболее заметно при удельном энерговкладе в АС $Q_{in}=210$ Дж/(л·Амага), $N=0.24$ Амага. Это свидетельствует о том, что в АС происходит насыщение усиления. Также заметим, что при близких значениях энерговклада увеличение плотности смеси в 2 раза приводит к увеличению $E_{\text{вых}}$ в 1.5-2 раза до ~ 0.7 Дж.

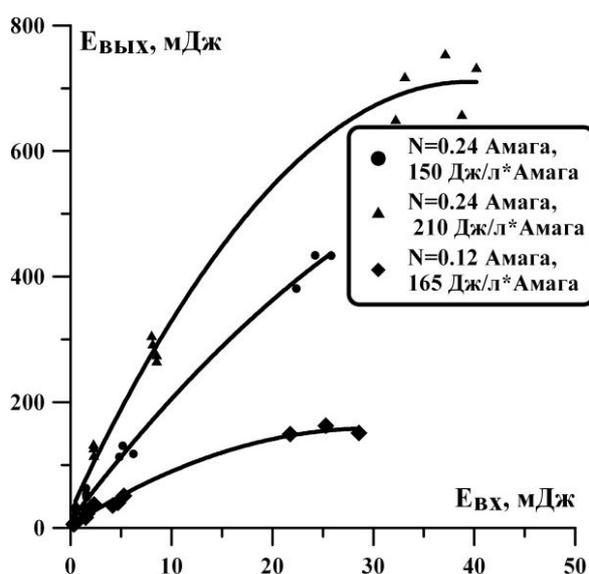


Рис. 4.15. Энергии усиленного ЦНИ в зависимости от энергии ЦНИ на входе ЛУ в различных условиях

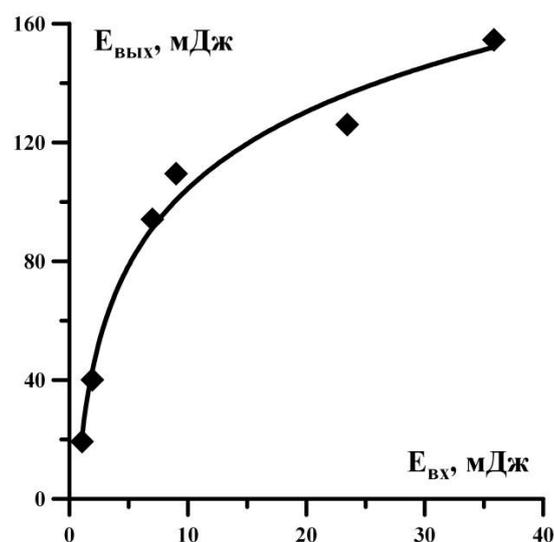


Рис. 4.16. Энергии усиленного ЦНИ в зависимости от энергии ЦНИ на входе ЛУ в различных условиях, смесь CO:Ar=1:4 $N=0.36$ Амага, $Q_{in}=150$ Дж/(лАмага)

Для смеси CO:Ar = 1:4 при $N=0.36$ Амага и удельном энерговкладе $Q_{in}=150$ Дж/(л·Амага) зависимость энергии излучения на выходе из усилителя от энергии излучения на входе в усилитель (Рис. 4.16) также начинает существенно отклоняться от линейной, что свидетельствует о насыщении усиления в АС. Однако, для данной смеси при том же энерговкладе Q_{in} , энергия излучения на выходе усилителя была в 2 раза меньше, чем для гелиевой смеси, что связано с

большим по сравнению с гелиевой смесью значением температуры АС, возбужденной ЭИ разрядом.

Пиковая мощность излучения рассчитывалась по формуле (4.2), с использованием измеренной энергии ЦНИ и временной формы излучения, записанной с высоким временным разрешением (0.5 нс):

$$P_i[W] = \frac{I_i[V] \times E[J]}{\sum_j I_j[V] \times \Delta t[s]}, \quad (4.2)$$

где $P_i[W]$ - значение мгновенной мощности i -ой точки в ваттах, $I_i[V]$ - значение сигнала i -ой точки на осциллограмме в вольтах, $E[J]$ - полная энергия лазерного импульса в Джоулях, $\Delta t[s]$ - временной интервал между соседними измеренными точками на осциллографе в секундах.

На Рис. 4.17 представлена временная зависимость мощности излучения (динамика ЦНИ) СО лазерной системы до усиления и после усиления при удельном энергокладе $Q_{in}=210$ Дж/(л Амага) для смеси СО:Не = 1:4 при $N=0.24$ Амага.

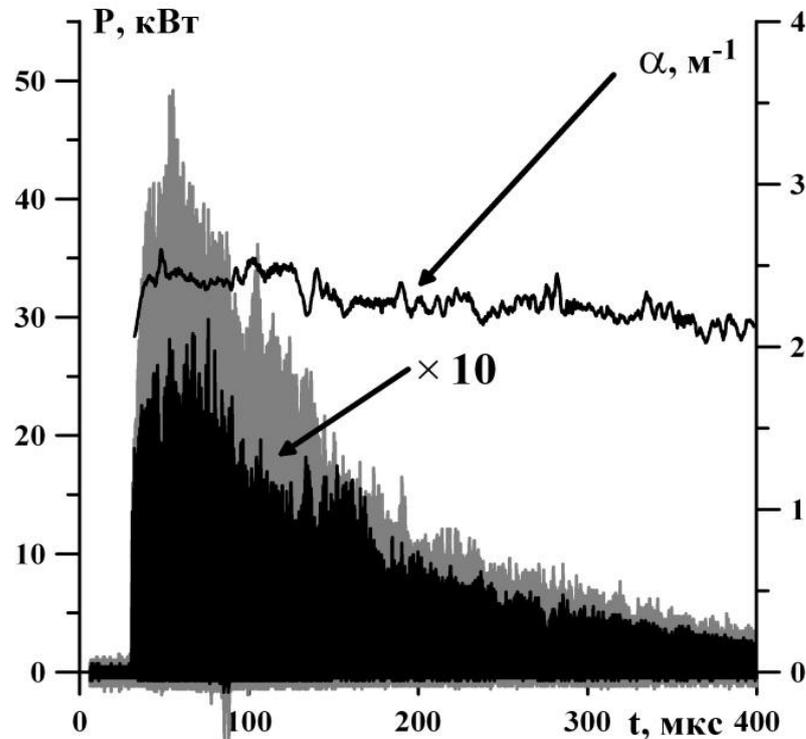


Рис. 4.17 Динамика КУ (α) и ЦНИ на входе (черный, увеличен в 10 раз) и выходе (серый)

АС. $Q_{in}=210$ Дж/(л·Амага).

Кроме того, на Рис. 4.17 представлена динамика коэффициента усиления (КУ), рассчитанная, по формуле:

$$\alpha = \frac{1}{L_{AC}} \cdot \ln \frac{P_{Вых}}{P_{Вх}}, \quad (4.3)$$

где $P_{Вх}$ - пиковая мощность излучения на входе в ЛУ, $P_{Вых}$ - пиковая мощность на выходе из ЛУ, L_{AC} - длина активной среды (1.2 метра). Погрешность определения КУ не превышала 10%.

Генерация излучения начиналась в данных условиях накачки приблизительно на 40-й микросекунде после начала импульса ЭИ разряда ($t = 0$ мкс). Максимальная пиковая мощность излучения ЗГ достигалась на 50-й микросекунде и составляла ~3 кВт. Максимальная пиковая мощность усиленного излучения составила ~48 кВт, что соответствует значению КУ ~2.4 м⁻¹.

Динамика КУ и ЦНИ на входе и выходе ЛУ при ослаблении излучения в 65 раз представлена на Рис. 4.18. В этом случае пиковая мощность излучения на входе в ЛУ не превышала 0.05 кВт, а на выходе достигала ~4.2 кВт, что соответствует КУ равному 3.75 м⁻¹.

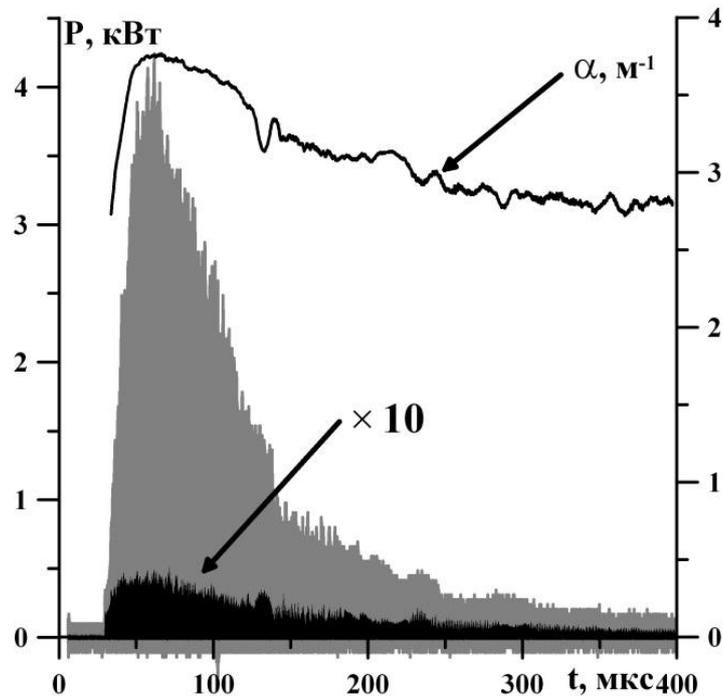


Рис. 4.18 Динамика КУ (α) и ЦНИ на входе (черный, увеличен в 10 раз) и выходе (серый) ЛУ.

$Q_{in}=210$ Дж/(л·Амага) с ослаблением в 65 раз входного импульса.

Динамика КУ при различном ослаблении входного излучения представлена на Рис. 4.19 для удельного энерговклада 210 Дж/(л·Амага) и на Рис. 4.20 для удельного энерговклада 150 Дж/(л·Амага). При увеличении ослабления - КУ увеличивается. При максимальном ослаблении (в 65 раз) динамика КУ соответствует динамике КУ слабого сигнала (КУСС), измеренной излучением непрерывного селективного СО лазера, которое не насыщало рабочий колебательно-вращательный переход на всем времени существования инверсной населенности (до ~ 1000 мкс) [Vetoshkin2006].

Максимальное значение КУСС для удельного энерговклада 210 Дж/(л·Амага) составило 3.75 м^{-1} , а для 150 Дж/(л·Амага) – 3.3 м^{-1} . На временных зависимостях КУ, представленных на Рис. 4.19, можно заметить провал и последующий всплеск КУ вблизи 140-ой микросекунды. Это объясняется эффектом прохождения в поперечном направлении АС бегущей акустической волны, источником которой является прикатодная область ЭИ разряда [Vetoshkin2006].

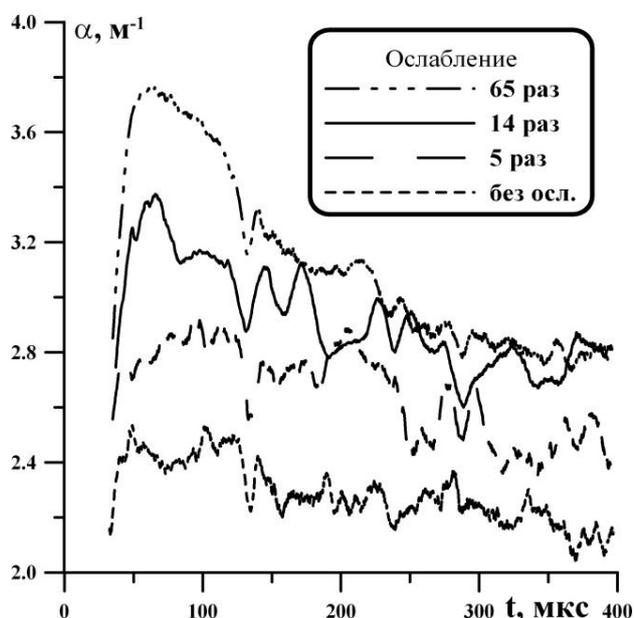


Рис. 4.19 Динамика КУ при ослаблении излучения на входе в ЛУ при удельном энерговкладе 210 Дж/(л·Амага)

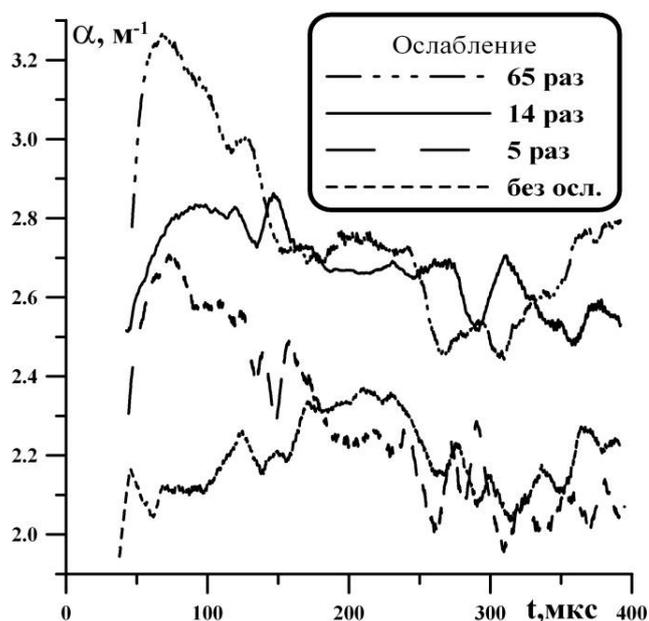


Рис. 4.20 Динамика КУ при ослаблении излучения на входе в ЛУ при удельном энерговкладе 150 Дж/(л·Амага)

На Рис. 4.21 и 4.22 представлена динамика отдельных пиков ЭИ СО лазера (серый - после однократного прохождения через ЛУ; черный - на входе в ЛУ) для

149 мкс (прохождение акустической волны) и пиков из другого временного интервала - 120 мкс, когда акустическая волна еще не прошла. Из Рис. 4.21 и 4.22 видно, что пички на 120-ой микросекунде имеют более гладкую форму, чем пички на 149-ой микросекунде. Из-за прохождения акустической волны падает и пиковая мощность излучения.

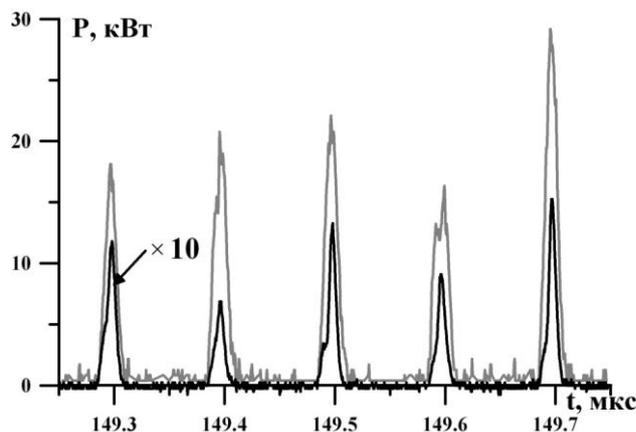


Рис. 4.21. Динамика ЦНИ на входе (черный) и выходе (серый) ЛУ на 149-й мкс,
 $Q_{in}=210$ Дж/(л·Амага).

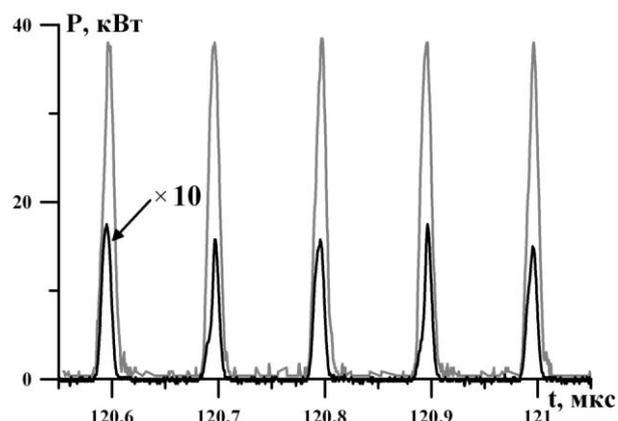


Рис. 4.22. Динамика ЦНИ на входе (черный) и выходе (серый) ЛУ на 120-й мкс,
 $Q_{in}=210$ Дж/(л·Амага).

Наибольшая пиковая мощность селективного излучения СО лазерной системы, при которой наблюдалась стабильная временная форма ЦНИ, для смеси СО:Не = 1:4 с относительной плотностью $N=0.24$ Амага получена при удельном энергокладе $Q_{in}=280$ Дж/(л·Амага) (Рис. 4.23). Максимальная пиковая мощность ~100 кВт была достигнута при значении энергии ЦНИ 1.1 Дж, удельный энергоъем с ЛУ составил 8.5 Дж/(л·Амага), считая только объем усилителя, т.к. он вносил 98% вклада в эту энергию. При этом КПД всей системы ЗГ-ЛУ достигал 1.6% относительно энергии, вложенной в АС, что в 2 раза выше КПД наносекундного СО-лазера в [Ionin2009].

При работе в неселективном режиме (~10 линий в интервале от 5.1 мкм до 5.6 мкм) дифракционная решетка была заменена плоским полностью отражающим зеркалом. Энергия ЦНИ, после одного прохода через ЛУ, достигала 3.2 Дж при удельном энергокладе с ЛУ 25 Дж/(л·Амага), считая только объем усилителя, который вносил 96% вклада в эту энергию. КПД всей системы ЗГ-ЛУ в неселективном режиме составил 5.3% относительно энергии, вложенной в АС.

Максимальное значение пиковой мощности $P_{\text{пик}}$ достигало 380 кВт. Динамика ЦНИ на входе и выходе усилителя в этом режиме представлена на Рис. 4.24.

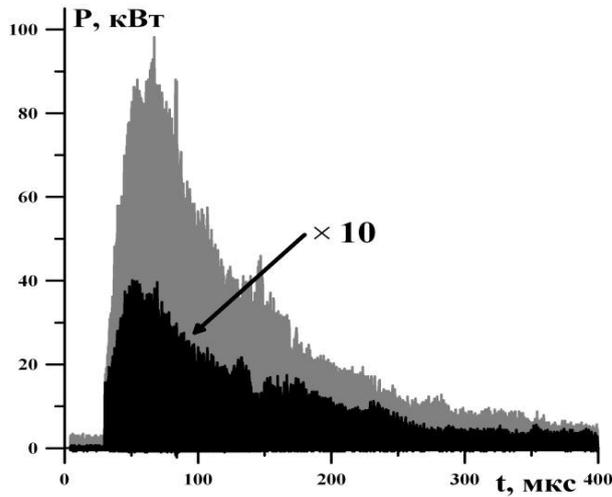


Рис. 4.23. Динамика ЦНИ в селективном режиме на входе (черный) и выходе (серый) АС.

$Q_{in}=280$ Дж/(л·Амага). $N=0.24$ Амага,
СО:Не=1:4

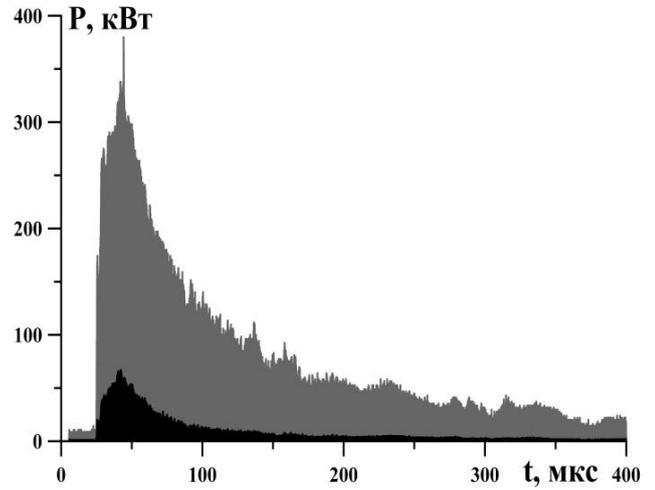


Рис. 4.24. Динамика ЦНИ в неселективном режиме на входе (черный) и выходе (серый) АС.

$Q_{in}=210$ Дж/(л·Амага). $N=0.24$ Амага,
СО:Не=1:4

При использовании смеси СО : Аг = 1 : 4 за один проход усиления значение $P_{\text{пик}}$ было меньше, чем при использовании гелиевой смеси, что связано, как упоминалось выше, с более высокой температурой АС. Однако, смесь СО:Аг позволяет работать с большей плотностью без электрического пробоя АС, по сравнению со смесью СО:Не.

На Рис. 4.25. представлена зависимость максимальной пиковой мощности $P_{\text{пик}}$ излучения ЭИ СО лазерной системы ЗГ-ЛУ в селективном режиме от удельного энерговклада Q_{in} для газовой смеси СО:Аг=1:4 и двух значений относительной плотности N . Для увеличения пиковой мощности излучения при работе со смесью СО:Аг, было организовано два прохода луча через ЛУ. Увеличение относительной плотности N до 0.48 Амага позволило повысить пиковую мощность ЦНИ в селективном режиме до 130 кВт при удельном энерговкладе $Q_{in}=160$ Дж/(л·Амага).

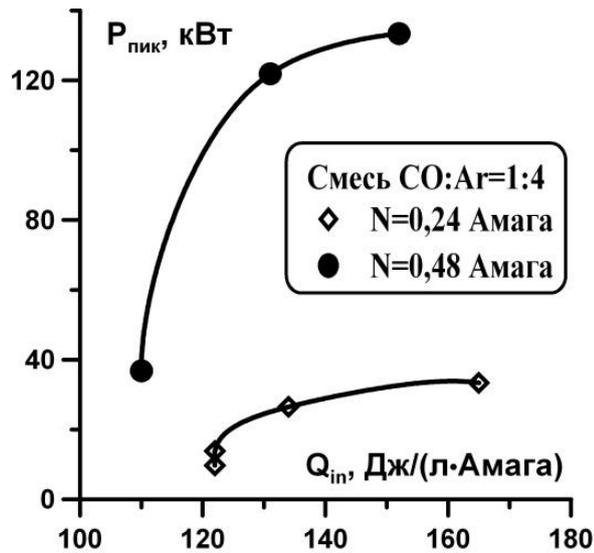


Рис. 4.25. Зависимость максимальной пиковой мощности усиленного излучения от удельного энерговклада, при двух проходах усиления

Таким образом, максимальная пиковая мощность созданной СО лазерной системы ЗГ-ЛУ с одним проходом усиления для смеси СО : Не = 1 : 4 составила 380 кВт в неселективном режиме и 100 кВт при 1.1 Дж в селективном режиме. При этом КПД системы ЗГ-ЛУ по сравнению с чисто лазерным вариантом формирования ЦНИ [Ionin2009] повысился в 2 раза для селективного режима, составив 1.6%, и в 1.5 раза для неселективного, составив 5.3%. Максимальное пиковая мощность ЦНИ для смеси СО : Арг = 1 : 4 при двух проходах усиления составило 130 кВт. Зависимости энергии усиленного излучения от энергии на входе в ЛУ при разных значениях удельного энерговклада и относительной плотности рабочей смеси газов имели нелинейный характер, что свидетельствует о насыщении усиления в лазерном усилителе.

При насыщении усиления длительность наносекундных импульсов может значительно увеличиться. Динамика длительности пиков ЦНИ излучения ЗГ и усиленного излучения определялась по осциллограммам, записанным с высоким временным разрешением (~ 0.5 нс). На Рис. 4.26 и Рис. 4.27 представлены характерные формы ЦНИ СО лазерной системы на входе и выходе ЛУ на разных временных масштабах при удельном энерговкладе $Q_{in} = 210$ Дж/(л·Амага).

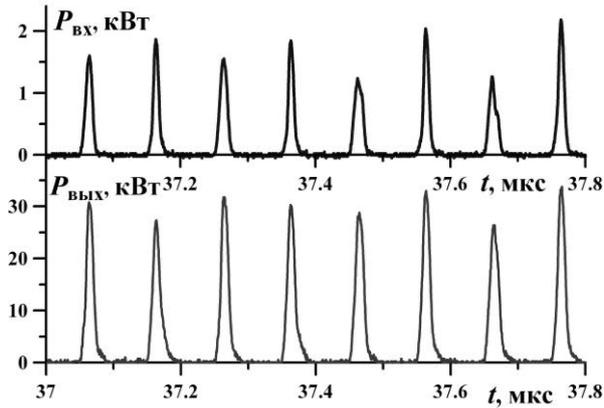


Рис. 4.26. Временная динамика СО лазерного излучения на входе и выходе лазерного усилителя на протяжении 37-ой микросекунды при $Q_{in} = 210$ Дж/(л·Амага)

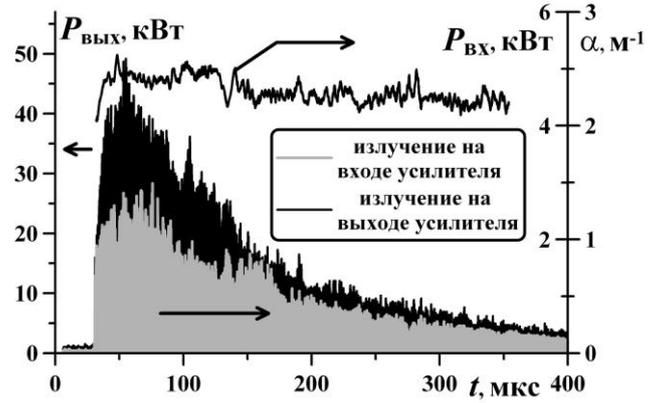


Рис. 4.27. Временная динамика СО лазерного излучения на входе и выходе лазерного усилителя, а также коэффициент усиления $\alpha(t)$ при $Q_{in} = 210$ Дж/(л·Амага)

Длительность пиков на входе и выходе ЛУ определялась по половине высоты для всей длительности ЦНИ. На Рис. 4.28 представлена динамика длительности пиков излучения СО лазерной системы при различных значениях удельного энерговклада. Средняя длительность пиков на входе ЛУ при вкладе $Q_{in} = 150$ Дж/(л·Амага) составляет (8 ± 1) нс. При большем вкладе $Q_{in} = 210$ Дж/(л·Амага) длительность пиков увеличивается до (9 ± 1) нс. Как при $Q_{in} = 150$ Дж/(л·Амага) так и при $Q_{in} = 210$ Дж/(л·Амага) длительность пиков на выходе усилителя превышает длительность пиков на входе, что связано с насыщением усиления.

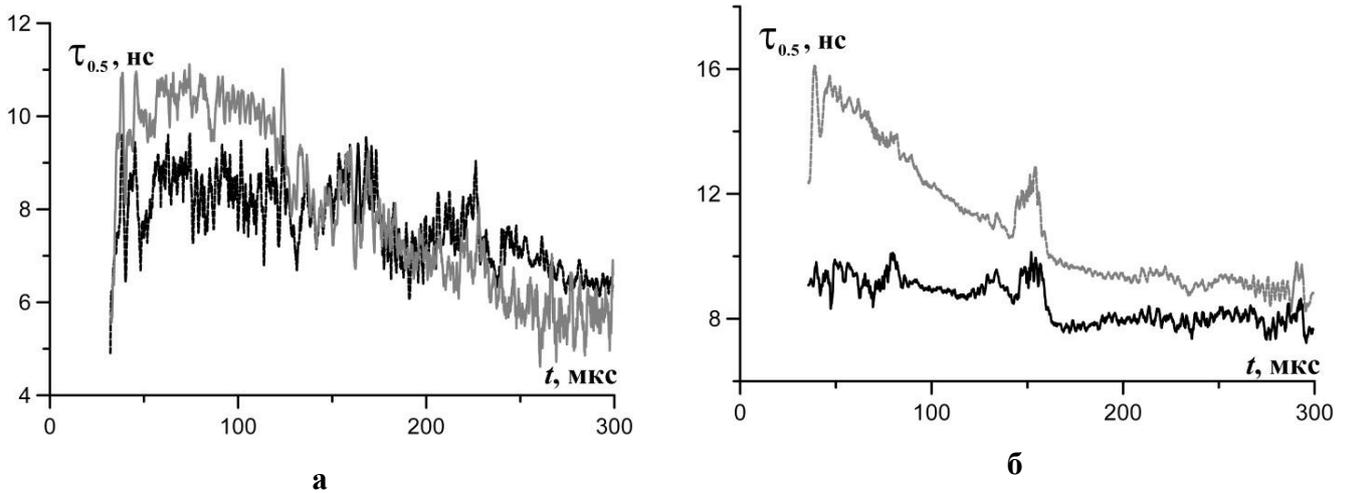


Рис.4.28. Длительность пиков на входе (черный) и выходе (серый) ЛУ при $Q_{in} = 150$ Дж/(л·Амага) (а) и $Q_{in} = 210$ Дж/(л·Амага) (б)

С увеличением энерговклада уширение пиков увеличивается из-за более глубокого насыщения. При $Q_{in} = 150$ Дж/(л·Амага) длительность пиков на выходе ЛУ равнялась (9 ± 2) нс, а при $Q_{in} = 210$ Дж/(л·Амага) длительность пиков на выходе ЛУ равнялась (13 ± 3) нс. На графике для $Q_{in} = 210$ Дж/(л·Амага) видно, что на 140-170 мкс длительность пиков резко возрастает как в зоне ЗГ, так и в зоне ЛУ. Это увеличение длительности связано с прохождением акустической волны через АС. То есть возникающие из-за акустической волны оптические неоднородности АС приводят к ухудшению синхронизации мод.

При преобразовании частоты в нелинейных кристаллах увеличение мощности излучения может приводить к оптическому пробое кристалла, поэтому необходимо уменьшать тепловое воздействие на кристалл, другими словами импульсы излучения должны иметь минимальную длительность. Наименьшая длительность наносекундных импульсов СО лазерной системы достигается при минимальном энерговкладе в АС (близком к порогу генерации) $Q_{in} = 150$ Дж/(л Амага), однако при глубоком насыщении усиления в ЛУ длительность наносекундных импульсов может значительно увеличиться.

Для оценки параметра и механизма насыщения усиления (по энергии или по интенсивности), прежде всего, необходимо сравнить длительность пиков СО лазерного излучения τ_{peak} с характерными временами релаксации активной среды: со временем вращательной релаксации (ВР) τ_R и колебательной релаксации τ_{VV} молекул СО. Очевидно, что в случае $\tau_{VV} \gg \tau_{peak} \gg \tau_R$, насыщение КУ относительно колебательной релаксации определяется энергией, а относительно вращательной релаксации интенсивностью [Крюков1968]. Энергии одного наносекундного пика (~ 10 - 100 мкДж) в одной спектральной линии недостаточно чтобы существенно изменить распределение молекул СО по колебательным состояниям [Дунчич1986], но достаточно, чтобы насытить вращательные подуровни. При этом измеренное ранее для аналогичных экспериментальных условий время τ_{VV} для колебательно-вращательного перехода составляет $\sim 10^{-5}$ с [Ионин2000], что намного больше длительности пика τ_{peak} .

Поэтому будем рассматривать насыщение колебательно-вращательного перехода, при "замороженной" населенности колебательных энергетических уровней. Для определения механизма насыщения остается определить время вращательной релаксации τ_R молекул CO в условиях эксперимента.

Для молекулы окиси углерода на данный момент нет обобщающей формулы, по которой можно определить время вращательной релаксации для различных смесей и давлений, как, например, для молекулы CO₂ [Abrams1974]. В теоретических и экспериментальных работах вращательная релаксация молекул CO обычно рассматривалась или в чистой окиси углерода, или в газовой смеси CO с каким-либо одним буферным газом, концентрация которого во много раз превышает концентрацию CO (см., например, [Phipps2002, Belikov2001, Brechignac1980, Belikov1999]). В наших экспериментах соотношение между концентрациями буферного газа (гелия) и окисью углерода было 4, поэтому для нашего случая рассчитывался вклад в общее время вращательной релаксации от соударений с каждой компонентой газовой смеси отдельно, а полное время вращательной релаксации определялось по формуле:

$$\frac{1}{\tau_R} = \frac{1}{\tau_{CO}} + \frac{1}{\tau_{He}}, \quad (4.4)$$

где τ_{CO} и τ_{He} – времена вращательной релаксации при столкновениях молекул CO между собой и с атомами гелия, соответственно.

В работе [Phipps2002] методом двойного лазерного резонанса исследовалось время вращательной релаксации в чистой окиси углерода. После селективного заселения одного колебательно-вращательного уровня молекулы CO система вращательных подуровней молекулы возвращалась к равновесному распределению за время, равное двум упругим столкновениям молекул CO. Поэтому характерное время вращательной релаксации молекулы CO при соударения с другими молекулами CO будем определять как время между двумя упругими соударениями в модели, в которой молекулы CO заменяются шариками с диаметром 0.4 нм [Phipps2002]. Время между упругими столкновениями молекул газа определяется выражением [Савельев1989]:

$$t = \frac{1}{\sqrt{2} \cdot \pi \cdot d^2 \cdot n \cdot \langle V \rangle}, \quad (4.5)$$

где d - диаметр молекулы газа, n - концентрация молекул, $\langle V \rangle$ - средняя скорость молекул. Средняя скорость молекул определяется выражением [Савельев1989]:

$$\langle V \rangle = \sqrt{\frac{8 \cdot k \cdot T}{\pi \cdot m}}, \quad (4.6)$$

T – температура газа, k - постоянная Больцмана, m - масса атома (молекулы) газа. Плотность молекул СО составляет 0.048 Амага, что соответствует концентрации $n=1.3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Характерная температура активной среды через 100-500 мкс после импульса накачки в установке КЛИН ЗГ составляет 140К [Ветошкин2005]. Рассчитанное по формулам (4.5) и (4.6) среднее время между столкновениями молекул СО 3.2 нс. Таким, образом, можно оценить время вращательной релаксации при столкновениях молекул СО между собой $\tau_{\text{СО}} = 6.4$ нс.

В работе [Belikov2001] экспериментально исследовалась вращательная релаксация молекулы СО в свободном потоке смеси газов СО:Не (содержание СО \leq 10%). Поскольку содержание Не значительно превышает содержание молекул СО, то можно считать, что вращательная релаксация молекул окиси углерода в этом случае происходит только при взаимодействии с атомами Не. Взаимодействие (соударение) молекул в [Belikov2001] предполагается неупругими. Полученное значение сечения взаимодействия σ_R молекулы СО с атомами Не, при котором происходит вращательная релаксация молекулы СО:

$$\sigma_R \approx (115 \pm 19) \cdot T^{-(0.52 \pm 0.06)} [\text{Å}^2] \quad (4.7)$$

Наиболее точно формула (4.7) работает в интервале температур 120-150 К, что соответствует экспериментальным условиям. Время вращательной релаксации через сечение взаимодействия определяется выражением [Belikov2001]:

$$\tau_R = \frac{1}{\sigma_R \cdot n_A \cdot \langle V \rangle}, \quad (4.8)$$

где n_A – концентрация атомов Не, $\langle V \rangle$ - относительная скорость атомов Не, определяемая по формуле (4.6). Погрешность определения сечения в работе

[Belikov2001] составляет порядка 20%. Вычисленное по формуле (4.7) сечение вращательной релаксации для температуры 140 К равно:

$$\sigma_R = (8.7 \pm 3,1) 10^{-20} \text{ м}^2$$

Время вращательной релаксации при столкновениях молекул СО с атомами Не, вычисленное по формуле (4.8) составило:

$$\tau_{\text{He}} = (2.3 \pm 0,8) \text{ нс.}$$

Таким образом, время вращательной релаксации молекул СО τ_R , вычисленное по формуле (4.4), равно (1.7 ± 0.4) нс, что в несколько раз меньше длительности пиков СО лазерного излучения $\tau_{\text{peak}} \sim 7-10$ нс. Таким образом, оценки показали, что в условиях проведенных экспериментов длительность пиков $\tau_{\text{peak}} \sim 10$ нс удовлетворяет соотношению $\tau_{\text{VV}} \gg \tau_{\text{peak}} \gg \tau_R$ и основную роль в процессах насыщения усиления на временах ~ 10 нс в активной среде СО лазерного усилителя играет интенсивность насыщения вращательных подуровней при замороженной населенности колебательных уровней.

Зависимость коэффициента усиления g от интенсивности излучения I при однородном уширении определяется выражением [Крюков1968]:

$$g(I) = \frac{g_0}{\left(1 + \frac{I}{I_s}\right)}, \quad (4.9)$$

где g_0 – КУ слабого сигнала, I_s – интенсивность насыщения.

Для нахождения величины интенсивности насыщения I_s проведено численное моделирование усиления в ЛУ при различных значениях I_s . При этом в расчётах форма пика на входе в ЛУ соответствует экспериментально измеренной форме. При усилении длинного (более 10 мкс) ЦНИ в усилителе может измениться функция распределения молекул СО по колебательным уровням, поэтому для определения интенсивности насыщения усиления одиночного наносекундного импульса рассматривалось самое начало генерации ЦНИ. Для устранения флуктуаций временная форма наносекундного импульса усреднялась по 5 ближайшим импульсам. Значение g_0 для каждого момента времени

определялось из экспериментальной зависимости, измеренной при максимальном ослаблении излучения на входе в усилитель (см. Рис. 4.19 и Рис. 4.20).

На Рис. 4.29 (а) и (б) представлены экспериментально измеренные временные формы пиков СО лазерного излучения на входе (нижняя сплошная кривая) и выходе (верхняя пунктирная кривая) ЛУ при удельном энергокладе 210 Дж/(л·Амага) и 150 Дж/(л·Амага), соответственно.

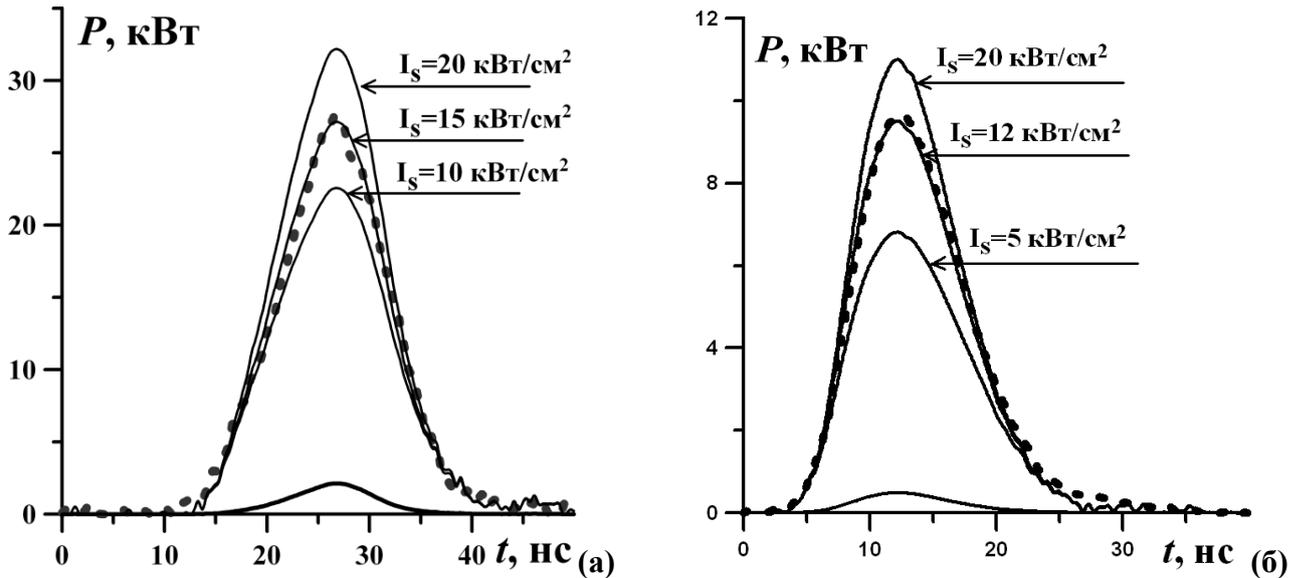


Рис. 4.29. Измеренные наносекундные импульсы на входе (нижняя сплошная кривая) и выходе (пунктирная кривая) СО лазерного усилителя и рассчитанные при трех значениях интенсивности насыщения при а) $t = 37$ мкс; $Q_{in} = 210$ Дж/(л·Амага), $g_0 = 3.0$ м⁻¹, б) $t = 48$ мкс и рассчитанные при трех значениях интенсивности насыщения для $Q_{in} = 150$ Дж/(л·Амага), $g_0 = 2.8$ м⁻¹

Путем варьирования параметра I_S определялось его значение, при котором наилучшим образом совпадают рассчитанная и экспериментальная временная форма импульсов на выходе из ЛУ. Таким образом, были найдены значения интенсивности насыщения усиления в активной среде СО лазерного усилителя: $I_S = 15 \pm 3$ кВт/см² для удельного энергоклада $Q_{in} = 210$ Дж/(л·Амага) и $I_S = 13 \pm 3$ кВт/см² для $Q_{in} = 150$ Дж/(л·Амага). Основная ошибка определения I_S связана с ошибкой измерения значения g_0 , используемого в расчетах.

Среднее значение по двум разным удельным энергокладам дает интенсивность насыщения усиления наносекундных импульсов колебательно-вращательного перехода молекулы СО 9-8 Р(11) равное $I_S = 14 \pm 4$ кВт/см². Для

сравнения отметим, что полученное нами значение интенсивности насыщения усиления наносекундных импульсов примерно в 50 раз превышает значение интенсивности насыщения усиления излучения непрерывного неселективного СО лазера, рассчитанное в работе [Елкин1990].

4.5 Генерация второй гармоники СО лазерной системы задающий генератор – лазерный усилитель, излучающей миллисекундный пуг наносекундных импульсов.

В данном разделе приведены результаты исследования ГВГ в кристалле $ZnGeP_2$ при накачке ЦНИ оптимизированной наносекундной СО лазерной системы ЗГ-ЛУ. На Рис. 4.30 представлена оптическая схема эксперимента. В этих экспериментах использовался кристалл $ZnGeP_2$ длиной 17 мм.

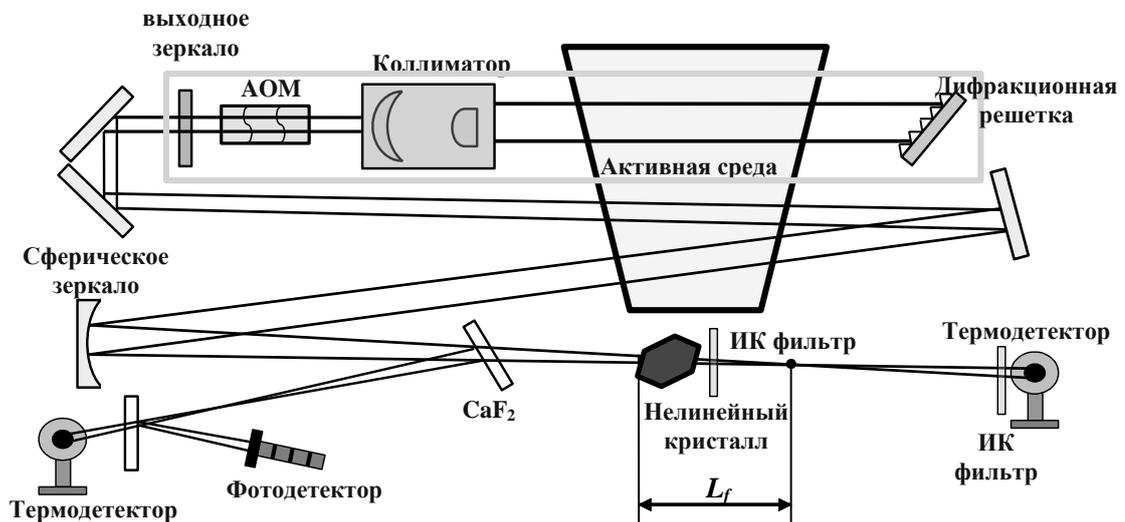


Рис. 4.30. Оптическая схема удвоения частоты излучения селективного импульсного ЭИ СО лазера.

В качестве заднего зеркала резонатора использовалась дифракционная решётка (240 штр/мм, угол блеска 27°), которая была настроена на длину волны $\lambda=5.27$ мкм, соответствующую колебательно-вращательному переходу молекулы СО $9 \rightarrow 8 P(10)$. В качестве выходного зеркала резонатора использовалось плоское интерференционное зеркало с коэффициентом отражения 30%, с которым была получена наименьшая длительность наносекундных пичков. Энерговклад Q_{in} составлял 150 Дж/(л·Амага), при котором длительность наносекундных пичков была наименьшей. Для усиления излучения до уровня, близкому к интенсивности насыщения, было организовано 2 прохода через ЛУ. Для контроля энергии и

временной формы излучения накачки кристалла использовалась плоскопараллельная делительная пластинка из CaF_2 . Отраженное от неё излучение, составляющее $\sim 5\%$ от падающего, направлялось на термодетектор (OPHIR 3A-SH) и фотодетектор PEM-L-3. Оставшаяся часть (95%) излучения фокусировалась на кристалл зеркалом с фокусным расстоянием 50 см. Расстояние между передней гранью нелинейного кристалла и фокальной плоскостью отмечено на Рис. 4.30, как L_f .

С помощью ИК-фильтра (плоскопараллельная пластина толщиной 2 мм, изготовленная из ИК-кварца) излучение накачки отсекалось от преобразованного излучения. Для устранения влияния излучения накачки, рассеянного на различных оптических элементах, и теплового излучения от ИК-фильтра, в котором излучение накачки полностью поглощалось, перед измерительными приборами помещался дополнительный фильтр из ИК-кварца. Энергия излучения, прошедшая через ИК-фильтры, измерялась термодетектором (OPHIR 3A-SH). Для измерения временной динамики прошедшего через кристалл излучения, термодетекторы заменялись фотодетекторами PEM-L-3 (приёмная площадка $1 \times 1 \text{ мм}^2$, постоянная времени 0.5 нс). Сигналы фотодетекторов регистрировались двулучевым цифровым осциллографом Tektronix TDS5052B.

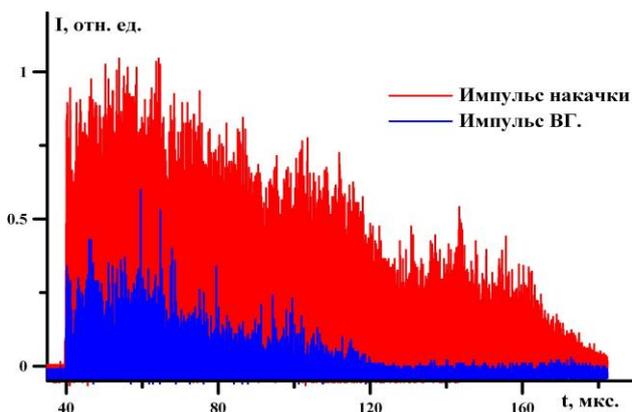


Рис. 4.31. Форма ЦНИ излучения накачки и ГВГ. Переход 9-8 P(10) ($\lambda=5.27 \text{ мкм}$).

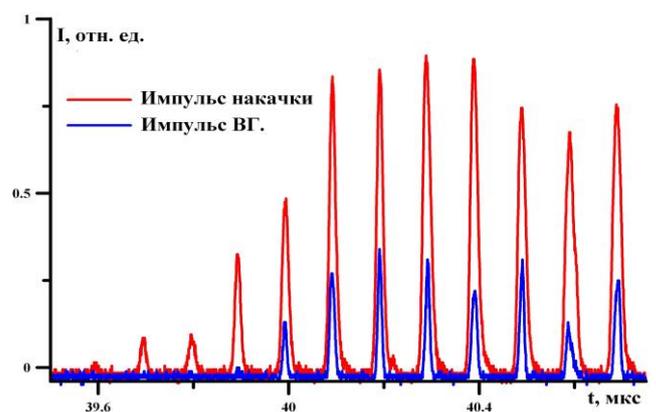


Рис. 4.32. Форма ЦНИ излучения накачки и ГВГ в начале генерации (40-ая мкс). Переход 9-8 P(10) ($\lambda=5.27 \text{ мкм}$).

На Рис. 4.31 и 4.32 приведены характерные осциллограммы ЦНИ излучения накачки и ГВГ. Максимальная пиковая мощность излучения СО лазерной

системы, при которой кристалл не разрушался, достигала 20 кВт при полной энергии ЦНИ до 100 мДж, при этом интенсивность излучения в ЛУ не превышала интенсивности насыщения. В первых экспериментах по исследованию ГВГ кристалл ZnGeP_2 изначально располагался перед фокальной плоскостью и после каждого серии измерений придвигался к фокальной плоскости.

На Рис. 4.33 представлена зависимость внутренней эффективности ГВГ при различных положениях кристалла L_f перед фокальной плоскостью фокусирующего зеркала; расстояние между передней гранью кристалла и фокусом обозначено как ΔL_f . Максимальная внутренняя эффективность ГВГ в этой серии экспериментов достигала $\sim 11.8\%$. При повышении энергии накачки в каждой серии измерений, представленных на Рис. 4.33, наблюдался оптический пробой на задней поверхности кристалла, что, по-видимому, связано с образованием керровской линзы.

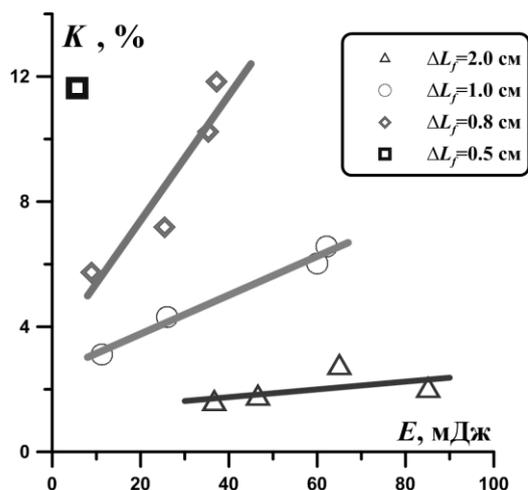


Рис. 4.33. Зависимость внутренней эффективности ГВГ от энергии накачки при положении нелинейного кристалла перед фокальной плоскостью.

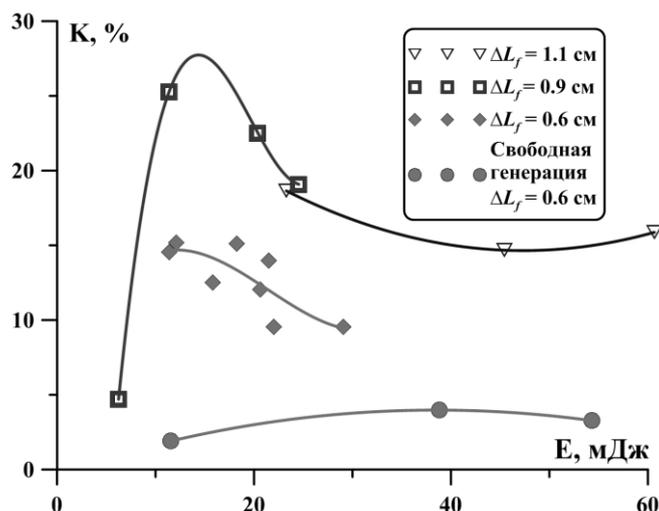


Рис. 4.34. Внутренняя эффективность ГВГ в ZnGeP_2 от энергии накачки при положении нелинейного кристалла за фокальной плоскостью.

Поэтому были проведены эксперименты по исследованию ГВГ в кристалле ZnGeP_2 , в которых кристалл изначально располагался за фокальной плоскостью и после каждого серии измерений придвигался к фокальной плоскости зеркала. На Рис. 4.34 представлена зависимость внутренней эффективности ГВГ при

различных положениях кристалла ΔL_f за фокальной плоскостью фокусирующего зеркала.

Эффективность ГВГ при расположении кристалла за фокальной плоскостью оказалась более, чем в 2 раза выше, по сравнению с расположением кристалла перед фокальной плоскостью. Максимальная внутренняя эффективность ГВГ составила 25%. Это можно объяснить тем, что при расположении кристалла за фокальной плоскостью расходящийся лазерный пучок излучения накачки компенсирует действие керровской линзы, поэтому распределение интенсивности в кристалле более однородное и средняя по длине кристалла интенсивность выше.

Было проведено сравнение внутренней эффективности ГВГ в кристалле ZnGeP_2 при свободной генерации излучения СО лазерной системы и при режиме синхронизации мод, которое было выполнено при одинаковом положении кристалла ($\Delta L_f = 0.6$ см). При малой энергии излучения внутренняя эффективность ГВГ в режиме синхронизации мод примерно в 7 раз превосходила значение эффективности ГВГ в режиме свободной генерации.

Таким образом, реализация лазерной системы ЗГ-ЛУ и оптимизация режима синхронизации мод позволили увеличить внутреннюю эффективность ГВГ в нелинейном кристалле ZnGeP_2 в ~ 3.5 раза (до 25%) по сравнению с предыдущими экспериментами.

4.6 СО лазерная система задающий генератор – лазерный усилитель, излучающая микросекундный цуг наносекундных импульсов.

Для дальнейшего увеличения эффективности преобразования частоты излучения СО лазерной системы в нелинейных кристаллах необходимо увеличивать мощность излучения накачки путем увеличения порога оптического пробоя (повреждения поверхности) кристалла. Увеличение порога оптического пробоя кристалла можно достичь путем уменьшения длительности наносекундных пиков, либо путем уменьшения полной длительности цуга. Поскольку уменьшение длительности наносекундных пиков на данной установке затруднительно, СО лазерная система задающий генератор – лазерный усилитель была модернизирована для генерации «короткого» микросекундного

ЦНИ. Кроме того, для исследования селективной двухкаскадной генерации второй гармоники и разностных частот в нелинейном кристалле ZnGeP_2 (см. Раздел 2.2 и Раздел 3.3) был разработан резонатор СО лазера, позволяющий получить одновременную генерацию на двух линиях из удаленных колебательных полос.

Для получения микросекундного ЦНИ в задающий генератор СО лазерной системы было добавлено вращающееся зеркало, осуществляющее модуляцию добротности резонатора. Оптическая схема экспериментов представлена на Рис. 4.35.

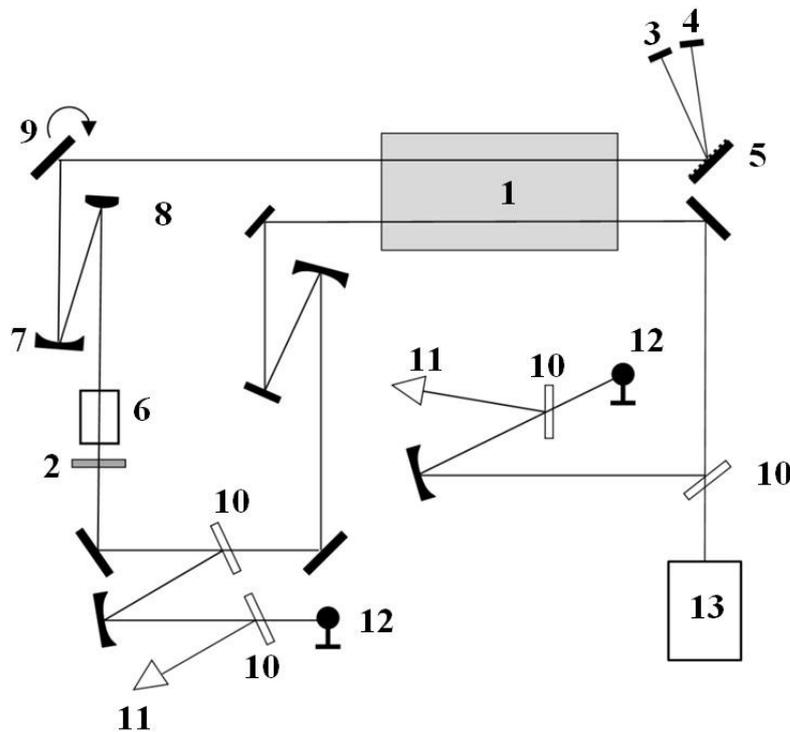


Рис. 4.35. Оптическая схема экспериментов по генерации «короткого» ЦНИ излучения СО лазера.

1. Активная среда; 2. Полупрозрачное зеркало; 3, 4 Плоские зеркала; 5. Дифракционная решетка; 6. Акустооптический модулятор; 7. Сферическое зеркало $R = 1\text{ м}$; 8. Сферическое зеркало $R = -400\text{ мм}$; 9. Вращающееся зеркало; 10. Плоскопараллельная пластина из CaF_2 ; 11. Электромагнитный фотодетектор; 12. Датчик энергии импульса; 13. Спектрометр CO Spectrum Analiser

Длина активной среды **1** составляла 1.2 м. Лазерный резонатор задающего генератора имел оптическую длину 15.0 м и образовывался выходным зеркалом **2** ($r=75\%$) и задними плоскими глухими зеркалами **3** и **4**. Для частотной селекции

излучения внутрь резонатора помещалась дифракционная решётка **5** (240 штр./мм, угол блеска 27°), установленная таким образом, чтобы исключить ее работу в автоколлимационном режиме. Для этого обратное отражение дифракционной решетки юстировалось на 7ой порядок излучения He-Ne лазера (длина волны излучения ~ 4.4 мкм, которое в активной среде не усиливается). Для работы СО лазерной системы на двух спектральных линиях одновременно зеркала **3** и **4** были установлены для отражения излучения с различными длинами волн. Юстировка резонатора на колебательно-вращательные линии излучения СО лазера осуществлялась либо поворотом дифракционной решетки, либо поворотом зеркал **3** и **4**. Для работы СО лазерной системы в режиме синхронизации мод, вблизи выходного зеркала **2** размещался акустооптический модулятор **6**. Для увеличения сечения лазерного пучка в АС и на дифракционной решетке внутри резонатора был установлен зеркальный телескоп, состоявший из вогнутого сферического зеркала **7** (радиус кривизны 1 м) и выпуклого сферического зеркала **8** (радиус кривизны 0,4 м). Внутри резонатора было установлено вращающееся зеркало **9** (частота вращения 50-150 Гц), которое обеспечивало модуляцию добротности резонатора.

Оптическая схема ЗГ СО лазерной системы (Рис. 4.35) позволяла получить генерацию как на одном колебательно-вращательном переходе (открыто только зеркало **3**) так и на двух удаленных по длине волны колебательно-вращательных переходах (оба зеркала **3** и **4** открыты).

С целью увеличения мощности, лазерное излучение, вышедшее из ЗГ, направлялось в ту же самую АС без пересечения с резонатором ЗГ. Временные и энергетические характеристики лазерного излучения измерялись как перед входом, так и на выходе ЛУ, для чего часть излучения отводилась плоскопараллельными пластинами из CaF_2 **10**. Временная динамика излучения измерялась электромагнитными фотодетекторами РЕМ-L-3 **11** (приёмная площадка 1×1 мм², постоянная времени 0,5 нс) и регистрировалась осциллографом Tektronix TDS 5052B. Энергия ЦНИ измерялась термопарными датчиками **12** (OPHIR 3A-SH).

При исследовании селективной генерации СО лазерной системы в качестве активной среды использовалась газовая смесь $\text{CO} : \text{N}_2 = 1:3$ с относительной плотностью $N = 0.23-0.36$ Амага. Временная форма генерации СО лазерной системы с одновременной модуляцией добротности резонатора вращающимся зеркалом и активной синхронизацией мод представляет собой «короткий» (длительностью ~ 1 мкс) ЦНИ (Рис. 4.36). Рис. 4.36 соответствует селективному режиму генерации на колебательно-вращательном переходе $10-9$ Р(8) ($\lambda=5.32$ мкм) при $Q_{in}=270$ Дж/л·Амага. Время на Рис. 4.36 между началом ЭИ импульса накачки АС и моментов включения резонатора (задержка) составляет ~ 54 мкс. Синим и красным цветом показаны ЦНИ на входе и выходе ЛУ соответственно. В данных условиях пиковая мощность излучения увеличилась за счёт усиления в 8 раз ($KУ \sim 1.7 \text{ м}^{-1}$).

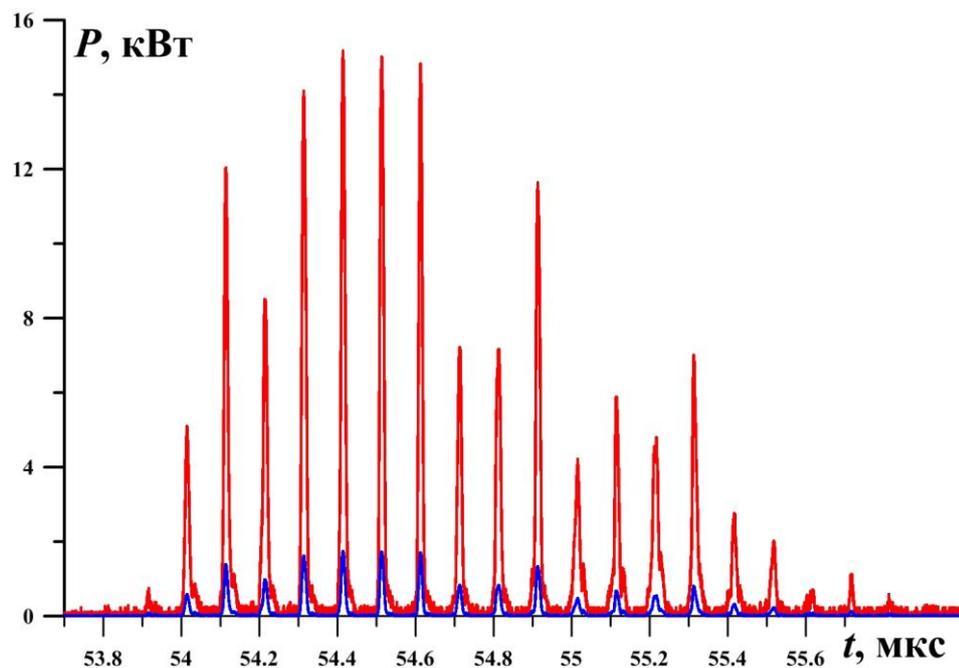


Рис. 4.36. Форма микросекундного ЦНИ $Q_{in} = 250$ Дж/(л·Амага), переход $10-9$ Р(8), на входе (синий) и выходе (красный) лазерного усилителя.

На Рис. 4.37 представлена зависимость пиковой мощности и энергии усиленного «короткого» микросекундного ЦНИ от удельного энерговклада Q_{in} для перехода $10-9$ Р(8) при фиксированной задержке 65 мкс. Погрешность энергии и пиковой мощности, указанная на Рис. 4.37 обусловлена разбросом полученных данных.

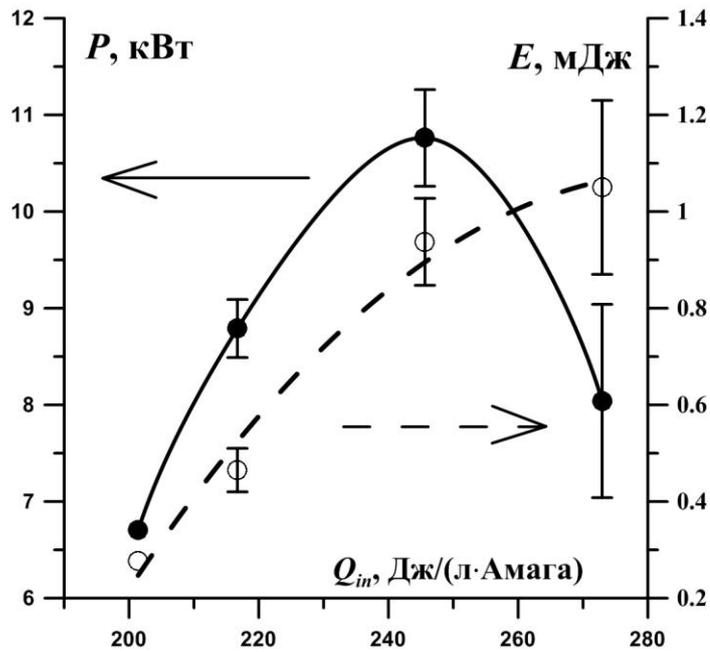


Рис. 4.37 Энергия и пиковая мощности микросекундного ЦНИ в зависимости от энерговклада Q_{in} , переход 10-9 P(8), задержка 65 мкс.

При увеличении энерговклада энергия ЦНИ возрастает, однако при Q_{in} более 250 Дж/л·Амага пиковая мощность уменьшается. Это связано с тем, что при высоких Q_{in} рост энергии ЦНИ обусловлен ростом числа и длительности наносекундных пичков. Однако при больших значениях удельного энерговклада, а как результат и коэффициента усиления АС, режим синхронизации мод нарушается, что приводит к уширению пичков и снижению пиковой мощности.

Для одновременной генерации СО лазерной системы на двух спектральных линиях из различных колебательных полос оба зеркала **3** и **4** были открыты. Зеркало **3** было съюстировано на колебательно вращательный переход молекулы СО 9-8 P(9) ($\lambda=5.191$ мкм), зеркало **4** на переход 16-15 P(9) ($\lambda=5.804$ мкм). На Рис. 4.38 представлена временная форма «длинного» миллисекундного ЦНИ излучения СО лазерной системы на переходах 9-8 P(9) и 16-15 P(9) при $Q_{in}=250$ Дж/(л Амага) для случая остановленного вращающегося зеркала.

Характерные энергии импульсов лазерного излучения для данных условий составляли ~ 120 мДж на переходе 9-8 P(9) и ~ 50 мДж на переходе 16-15 P(9). Энергия и временная форма излучения СО лазерной системы для каждого перехода измерялись в селективном режиме генерации (открыто только зеркало **3** или **4**).

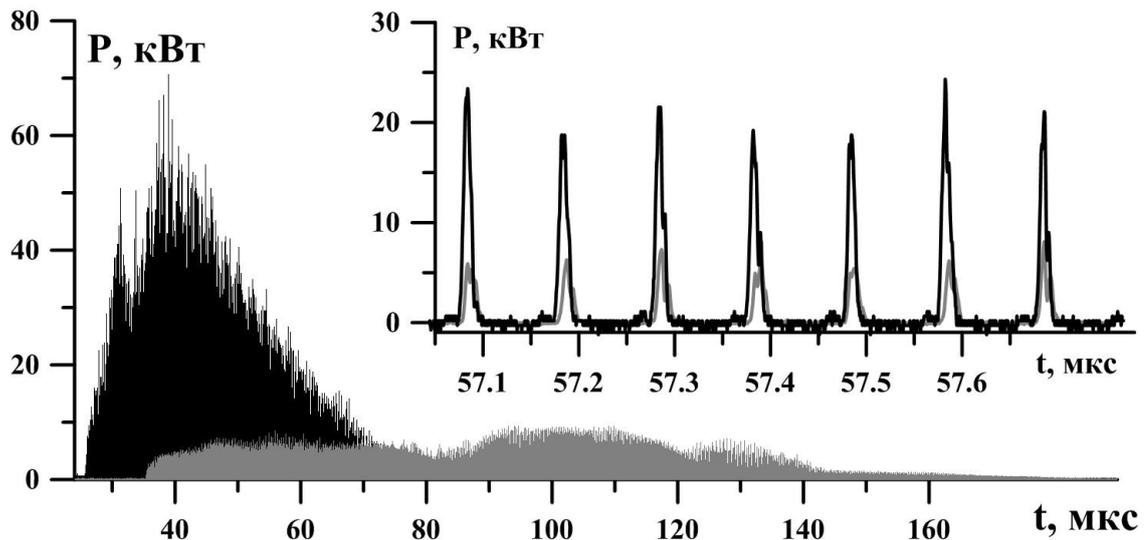


Рис. 4.38 Временная форма миллисекундного ЦНИ излучения СО лазерной системы на переходах 9-8 P(9) и 16-15 P(9), $Q_{in}=250$ Дж/(л·Амага); на вставленном рисунке представлена 57-я микросекунда ЦНИ

Генерация излучения на переходе 9-8 P(9) начинается на 25-й мкс относительно начала ЭИ импульса накачки АС и заканчивается в районе 80-й мкс. Генерация излучения на переходе 16-15 P(9) начинается на 35-й мкс и заканчивается в районе 150 мкс. Разница временной динамики генерации излучения СО лазерной системы на различных колебательно-вращательных переходах обусловлена особенностями колебательной кинетики [Ionin2007]. Таким образом, при удельном энергокладе 250 Дж/(л·Амага) синхронная генерация короткого ЦНИ на данных переходах достижима при задержках 35-80 мкс.

Отметим, что энергия ЦНИ (и временная форма) излучения СО лазерной системы, работающей одновременно на переходах 9-8 P(9) и 16-15 P(9), соответствовала алгебраическому сложению энергий (временных форм) излучения на этих переходах при селективной генерации. Это свидетельствует о том, генерация лазерного излучения на переходах 9-8 P(9) и 16-15 P(9) происходит независимо друг от друга. Другими словами, возмущение населенности молекул СО на колебательных уровнях нижнего перехода, возникающее вследствие лазерной генерации не влияет на населенность молекул СО на уровнях верхнего перехода.

Синхронная генерация СО лазерной системы на двух спектральных линиях из различных колебательных полос достигалась путем модуляции добротности резонатора вращающимся зеркалом. Временная форма синхронной генерации микросекундного ЦНИ СО лазера на переходах 9-8 P(9) и 16-15 P(9) представлена на Рис. 4.39.

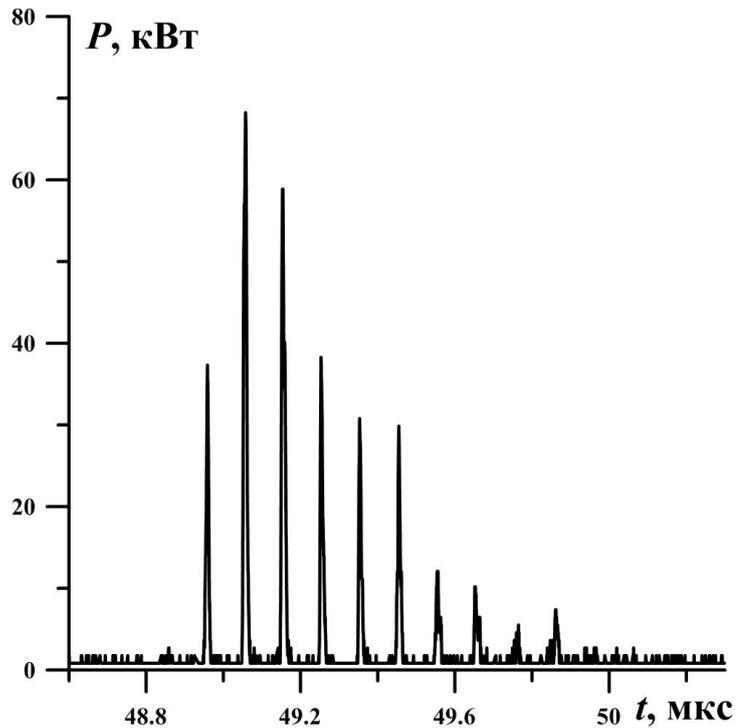


Рис. 4.39. Усиленный микросекундный ЦНИ СО лазера с синхронной генерацией на переходах 9-8 P(9) и 16-15 P(9), $Q_{in} = 250$ Дж/(л·Амага).

Пиковая мощность микросекундного ЦНИ значительно зависела от временной задержки между началом ЭИ импульса накачки АС и моментом включения резонатора вращающимся зеркалом. На Рис. 4.40 представлена зависимость пиковой мощности усиленного микросекундного ЦНИ излучения СО лазерной системы на переходах 9-8 P(9) и 16-15 P(9) от временной задержки при удельном энерговыделении $Q_{in} = 250$ Дж/(л Амага). Отмеченная на Рис. 4.40 погрешность пиковой мощности обусловлена разбросом полученных данных. Пунктиром изображена аппроксимация графиков, построенная на основе временной формы в режиме свободной генерации (Рис. 4.38).

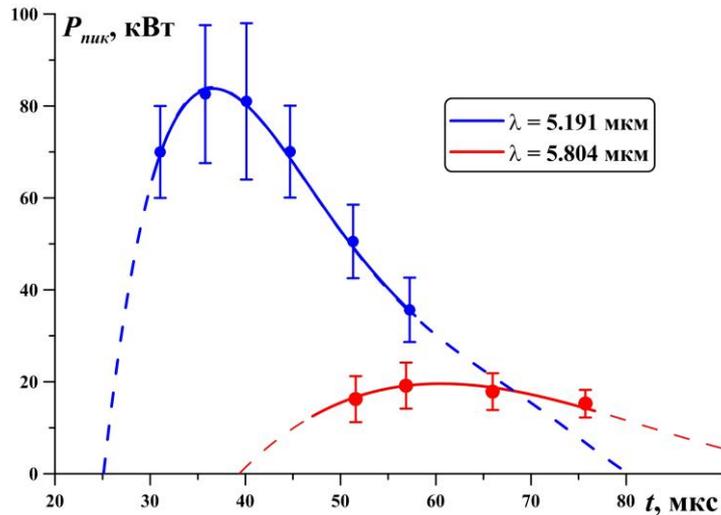


Рис. 4.40 Зависимость пиковой мощности усиленного микросекундного ЦНИ от временной задержки при $Q_{in}=250$ Дж/(л·Амага). Переход 9-8 P(9) (синяя линия), 16-15 P(9) (красная линия)

Максимальная пиковая мощность микросекундного ЦНИ СО лазерной системы, работающей на колебательно-вращательном переходе 9-8 P(9), достигала 0.1 МВт. Однако, усредненная по выстрелам максимальная пиковая мощность «короткого» ЦНИ на переходе 9-8 P(9) составила 80 кВт (при задержке ~37 мкс), на переходе 16-15 P(9) - 20 кВт (при задержке ~60 мкс), что коррелирует с временной динамикой в режиме свободной генерации (Рис.4.38). Стабильная генерация микросекундного ЦНИ на двух спектральных линиях получена при временной задержке 50-55 мкс, при этом суммарная пиковая мощность излучения достигала 70 кВт.

В серии экспериментов по исследованию неселективной генерации микросекундного ЦНИ СО лазерной системы дифракционная решетка заменялась на глухое зеркало, зеркало 4 было закрыто (см. Рис. 4.35). Спектр излучения в этом режиме насчитывал более 10 колебательно-вращательных линий в интервале длин волн 5.0-5.8 мкм. Рабочая газовая смесь активной среды была СО : N₂ = 1:3 с относительной плотностью $N = 0.18$ Амага.

На Рис. 4.41 представлена зависимость пиковой мощности на входе и выходе ЛУ от временной задержки при удельном энергозакаде $Q_{in}=265$ Дж/(л·Амага). Максимальная пиковая мощность микросекундного ЦНИ в этом случае наблюдается при временной задержке ~60 мкс и достигает

0.55 МВт. При удельном энергокладе $Q_{in} = 360$ Дж/(л·Амага) максимальная пиковая мощность неселективного излучения СО лазера составила ~ 0.8 МВт.

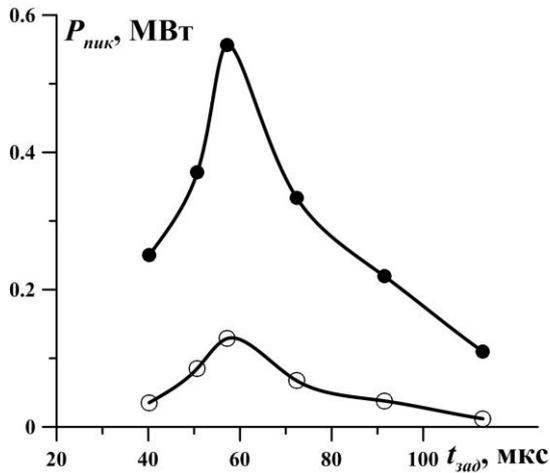


Рис. 4.41. Зависимость максимальной пиковой мощности ЦНИ на входе) и на выходе ЛУ от временной задержки при $Q_{in}=265$ Дж/(л·Амага)

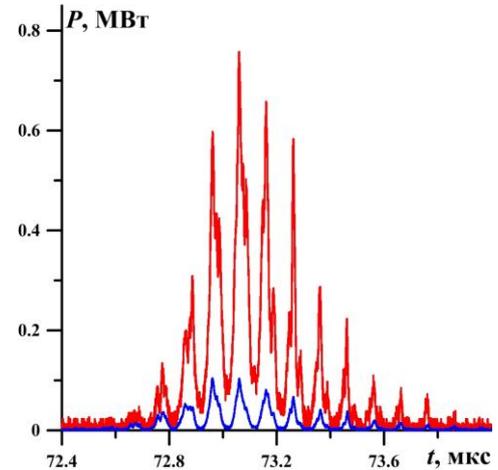


Рис. 4.42. «Короткий» ЦНИ на входе (синий) и выходе (красный) лазерного усилителя, неселективный режим, $Q_{in}=360$ Дж/(л·Амага)

Полученное значение пиковой мощности в 2 раза превышает максимальную пиковую мощность миллисекундного ЦНИ, полученного в Разделе 4.5. Однако увеличение пиковой мощности ЦНИ путем увеличения энергоклада приводило к существенному нарушению режима синхронизации мод (Рис. 4.42).

4.7 Преобразование частоты излучения СО лазерной системы задающий генератор – лазерный усилитель, излучающей микросекундный пуг наносекундных импульсов.

В Разделе 4.5 получена ГВГ «длинного» миллисекундного ЦНИ излучения СО лазерной системы в кристалле $ZnGeP_2$ с эффективностью 25%. Оптический пробой кристалла происходил на задней грани кристалла при энергии ЦНИ 30-80 мДж, в зависимости от положения кристалла ΔL_f по отношению к фокальной плоскости излучения.

Для измерения порога оптического пробоя кристалла $ZnGeP_2$ под действием микросекундного ЦНИ неселективного излучения СО лазерной системы, излучение фокусировалось на кристалл длиной 4 мм линзой с фокусным расстоянием 50 см, равным фокусному расстоянию фокусирующего зеркала в Разделе 4.6. Энергия ЦНИ увеличивалась путем увеличения энергоклада в АС.

Оптический пробой наблюдался на передней грани кристалла ZnGeP_2 при энергии «короткого» ЦНИ ~ 60 мДж и пиковой мощности 0.25 МВт. Таким образом, мощность излучения СО лазерной системы, при которой наблюдалось поверхностное разрушение кристалла ZnGeP_2 при воздействии микросекундным ЦНИ оказалась в $\sim 4-5$ раз больше, чем при воздействии миллисекундного ЦНИ.

Для исследования ГВГ микросекундного ЦНИ селективного излучения СО лазерной системы, зеркало **4** (Рис. 4.35) было закрыто, зеркало **3** было съюстировано на колебательно-вращательный переход 9-8 P(9) ($\lambda=5.191$ мкм). Излучение фокусировалось линзой из CaF_2 с фокусным расстоянием 20 см в кристалл ZnGeP_2 длиной 17 мм. Максимальная эффективность ГВГ достигалась при положении кристалла $L_f=20.3$ см. На Рис. 4.43 представлена зависимость внутренней эффективности ГВГ от энергии ЦНИ в кристалле ZnGeP_2 . Максимальная эффективность ГВГ составила 37% при энергии микросекундного ЦНИ ~ 4.5 мДж и пиковой мощности ~ 60 кВт, что в 1.5 раза превышает эффективность ГВГ миллисекундного ЦНИ. Дальнейшее повышение энергии ЦНИ приводило к оптическому пробую на задней грани кристалла и эффективность преобразования уменьшалась. Оптический пробой задней грани кристалла ZnGeP_2 наступал значительно раньше, чем пробой передней грани вследствие образования керровской линзы внутри кристалла.

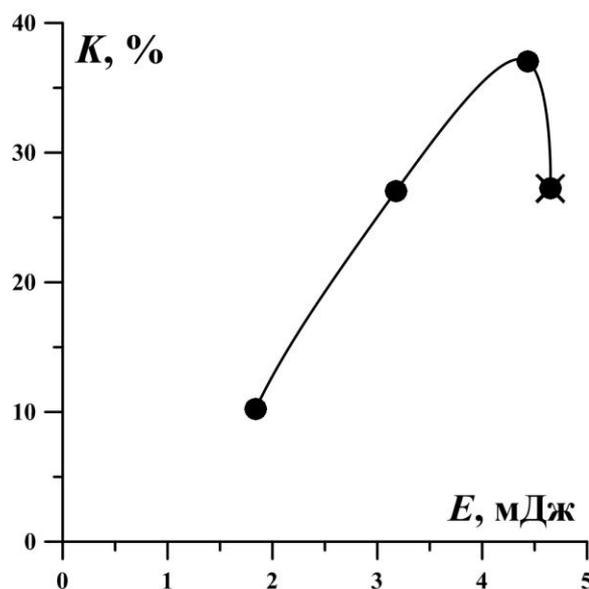


Рис. 4.43. Внутренняя эффективность ГВГ в кристаллах ZnGeP_2 в зависимости от энергии микросекундного ЦНИ СО лазерной системы

При исследовании ГВГ в кристалле GaSe длиной 4 мм излучение СО лазерной системы фокусировалось линзой из CaF₂ с фокусным расстоянием 30 см. Максимальная эффективность ГВГ достигалась при положении кристалла $L_f = 30.2$ см. Наибольшая внутренняя эффективность ГВГ составила ~5% при энергии ЦНИ 1.6 мДж и пиковой мощности ~35 кВт, что в 20 раз превышает эффективность ГВГ, полученную в Разделе 3.2. При повышении энергии микросекундного ЦНИ эффективность преобразования снижалась. Повторное воздействие ЦНИ без смещения кристалла зачастую приводило к оптическому пробоя на передней грани кристалла и резкому уменьшению эффективности ГВГ. Образование оптического пробоя при повторном выстреле лазера, по-видимому, связано с образованием дефектов при предыдущем воздействии ЦНИ на кристалл. Образование и развитие дефектов на поверхности и в приповерхностном слое кристалла GaSe, возникающих под воздействием фемтосекундных импульсов лазерного излучения при интенсивностях ниже порога оптического пробоя, подробно исследовано в работе [Гуо2013]. Снижение эффективности преобразования при увеличении энергии ЦНИ, по-видимому, связано с образованием таких дефектов.

При открытом зеркале 4 (Рис. 4.35), СО лазерная система работала в режиме синхронной генерации микросекундного ЦНИ на двух спектральных линиях из различных колебательных полос. Такой режим работы был применен для селективной двухкаскадной ГВГ и ГРЧ в кристалле ZnGeP₂. Для отделения преобразованного излучения от излучения накачки применялся монохроматор ИКС-31.

Синхронная генерация СО лазерной системы осуществлялась на колебательно-вращательных переходах 9-8 P(9) ($\lambda = 5.191$ мкм) и 16-15 P(9) ($\lambda = 5.804$ мкм). В первом каскаде преобразования происходила ГВГ с длиной волны $\lambda \approx 2.596$ мкм, во втором каскаде происходила ГРЧ с длиной волны $\lambda = 4.695$ мкм вследствие смешения излучения ГВГ с длиной волны $\lambda \approx 2.596$ мкм и излучения с длиной волны $\lambda = 5.804$ мкм.

На Рис. 4.44 представлена внутренняя эффективность ГВГ и ГРЧ при двухкаскадном преобразовании в зависимости от угла падения излучения на кристалл ZnGeP_2 . Максимальная внутренняя эффективность ГВГ в этой серии экспериментов составила $\sim 15\%$ при угле падения излучения на кристалл 26° (угол ФС $\sim 47.3^\circ$). Максимальная внутренняя эффективность ГРЧ $\sim 1.4\%$ получена при угле падения излучения на кристалл $\theta_{\text{внеш.}} 26.5^\circ$ (угол ФС $\sim 47.1^\circ$). Таким образом, эффективность преобразования в разностную частоту при селективной двухкаскадной генерации ГВГ и ГРЧ в кристалле ZnGeP_2 микросекундного ЦНИ излучения СО лазера оказалась в 3 раза выше, чем с микросекундными импульсами.

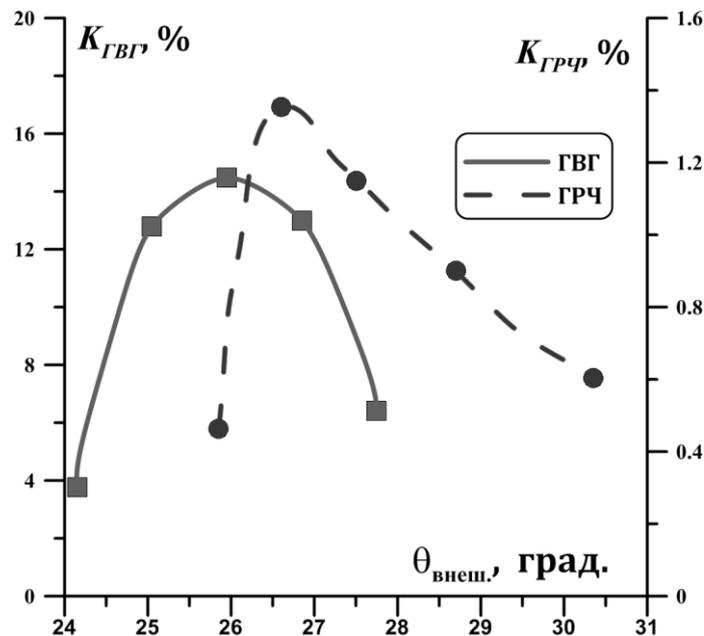


Рис. 4.44. Внутренняя эффективность двухкаскадной ГВГ и ГРЧ в зависимости от угла падения излучения на кристалл ZnGeP_2 .

4.8 Выводы к Главе 4

Для повышения эффективности преобразования разработана и исследована мощная наносекундная СО лазерная система задающий генератор - лазерный усилитель, в которой задающий генератор работает в режиме активной синхронизации мод. Данная лазерная система излучает цуг импульсов длительностью 10 нс с пиковой мощностью излучения до 0.8 МВт в неселективном режиме и порядка 0.1 МВт в селективном режиме, при полной длительности цуга от 1 мкс («короткий» цуг) до 1 мс («длинный» цуг). Реализована синхронная

генерация микросекундного цуга наносекундных импульсов на двух спектральных линиях из различных колебательных полос. Исследовано усиления наносекундных импульсов излучения в СО лазерном усилителе, определена интенсивность насыщения усиления наносекундных импульсов излучения, которая для перехода молекулы СО 9-8 P(11) составила 14 ± 4 кВт/см². Внутренняя эффективность генерации второй гармоники миллисекундного цуга наносекундных импульсов излучения СО лазерной системы в кристалле ZnGeP₂ составила 25%, микросекундного цуга наносекундных импульсов - 37%. Внутренняя эффективность генерации второй гармоники микросекундного цуга наносекундных импульсов излучения СО лазерной системы в кристалле GaSe составила 5%. Получена селективная двухкаскадная генерация второй гармоники и разностной частоты микросекундного цуга наносекундных импульсов СО лазерной системы в кристалле ZnGeP₂ с эффективностью преобразования в разностную частоты 1.4%.

Заключение

В диссертационной работе представлены результаты экспериментального исследования генерации второй гармоники, суммарных и разностных частот излучения СО лазера в кристаллах ZnGeP_2 и GaSe . Создана мощная СО-лазерная установка задающий генератор – лазерный усилитель, излучающая цуг наносекундных импульсов. Проведено экспериментальное исследование усиления наносекундных импульсов излучения СО-лазера в СО-лазерном усилителе. Проведено исследование преобразования частоты излучения СО-лазера с наносекундными длительностями в нелинейных кристаллах. Повышена эффективность генерации второй гармоники излучения СО лазерной системы в кристалле ZnGeP_2 до 37%, в кристалле GaSe до 5%. Осуществлена двухкаскадная генерация суммарных и разностных частот селективного и неселективного излучения СО лазера в одном кристалле ZnGeP_2 .

Основные результаты и выводы проведенного исследования:

1. Экспериментально реализована и исследована двухкаскадная генерация второй гармоники, суммарных и разностных частот неселективного излучения СО лазера в кристалле ZnGeP_2 , в результате чего создана широкополосная (более полутора октав) лазерная система, действующая на ~ 670 линиях в интервале длин волн 2.5-8.3 мкм.

2. На базе электроионизационной лазерной установки создана и исследована СО лазерная система задающий генератор - лазерный усилитель, излучающая цуг импульсов длительностью ~ 10 нс, с полной длительность цуга от ~ 1 мкс до ~ 1 мс и пиковой мощность излучения до ~ 0.8 МВт в неселективном режиме, ~ 0.1 МВт в селективном режиме и ~ 70 кВт в режиме синхронной генерации на двух линиях из различных колебательных полос.

3. Экспериментально исследовано усиление наносекундных импульсов излучения СО лазера в СО лазерном усилителе. Определена интенсивность насыщения усиления наносекундных импульсов колебательно-вращательного перехода молекулы СО 9-8 P(11), которая составила 14 ± 4 кВт/см².

4. Исследовано преобразование частоты излучения СО лазерной системы с наносекундной длительностью импульсов в нелинейных кристаллах ZnGeP_2 и GaSe . Внутренняя эффективность генерации второй гармоники в кристалле ZnGeP_2 составила 25% для миллисекундного цуга наносекундных импульсов и 37% для микросекундного цуга наносекундных импульсов; в нелинейных кристалле GaSe - 5% для микросекундного цуга наносекундных импульсов

5. Экспериментально реализована и исследована селективная двухкаскадная генерация второй гармоники и разностной частоты в кристалле ZnGeP_2 при накачке кристалла микросекундным цугом наносекундных импульсов СО лазерной системы, действующей в режиме синхронной генерации на одном низком и одном высоком колебательно-вращательных переходах. Максимальная внутренняя эффективность преобразования излучения накачки на длинах волн 5.2 мкм и 5.8 мкм в разностную частоту с длиной волны 4.7 мкм составила ~1.4%.

Таким образом, проведенные исследования показали перспективность преобразования частоты излучения СО лазера в кристаллах ZnGeP_2 для расширения и обогащения его спектра в среднем ИК-диапазоне. Полученные в работе результаты могут быть использованы в проектировании и разработке лазерных систем для прикладной спектроскопии, газового анализа (в том числе многокомпонентных газовых смесей), зондирования атмосферы и разделения изотопов. СО лазер, действующий на основных переходах, с высокой эффективностью генерации второй гармоники в кристалле ZnGeP_2 является энергетически выгодной альтернативой СО лазеру на переходах первого колебательного обертона. Проведенное исследование усиления наносекундных импульсов излучения в СО лазерном усилителе может быть использовано в проектирование новых мощных наносекундных СО лазерных систем.

Все эксперименты, результаты которых представлены в настоящей диссертации, были выполнены автором, однако на различных этапах в работе участвовал коллектив исследователей Лаборатории Газовых лазеров ФИАН. В заключение автор выражает благодарность своим коллегам, сотрудникам и

аспирантам ОКРФ ФИАН: к.ф. м. н. Д. В. Сеницыну, к.ф. м. н. Л. В. Селезеву, Н. А. Иониной, А.Ю. Козлову, О.В. Будиловой - за помощь в проведении экспериментов, обработке и обсуждении полученных результатов; а также коллегам из ИМКЭС СО РАН д.ф.-м.н. Ю.М. Андрееву и д.ф.-м.н. Г.В. Ланскому за плодотворное обсуждение экспериментов и результатов. Особую благодарность автор выражает своему научному руководителю д. ф.-м. н., профессору Андрею Алексеевичу Ионину за постановку задачи, живой интерес к исследованиям и плодотворное обсуждение результатов. Особую благодарность автор выражает научному консультанту к.ф.-м. н., доценту Ю. М. Климачеву за помощь и поддержку в нелинейно-оптической части исследований, а также к.ф.-м. н., доценту Андрею Александровичу Коткову за руководство над разработкой и исследованием СО лазерной системы «задающий генератор – лазерный усилитель».

Список литературы.

1. Abrams R.L. Broadening coefficients for the P (20) CO₂ laser transition // Applied Physics Letters. 1974. Vol. 25(10). P. 609-611
2. Avanesov S., Badikov V., Tyazhev A., Badikov D., Panyutin V., Marchev G., Shevyrdyaeva G., Mitin K., Noack F., Vinogradova P., Schebe N. PbIn₆Te₁₀: new nonlinear crystal for three-wave interactions with transmission extending from 1.7 to 25 μm // OPTICAL MATERIALS EXPRESS. 2011. Vol. 1(7). P. 1287-1291
3. Babzien M., Ben-Zvi I., Pavlishin I., Pogorelsky I.V., Yakimenko V.E., Zholents A.A., and Zolotarev M.S. Optical stochastic cooling for RHIC using optical parametric amplification // Physical Review Special Topics – Accelerators and Beams. 2004. V. 7. P. 012801
4. Baoyu Xu, Yong L., Wenbo D., Wi Zh., Jianxun Hu, Chengfa Zh. Study of the vibrational photochemical reaction of uranium hexafluoride + hydrochloric acid and its isotopic selectivity // Journal of Physical Chemistry. 1992. Vol. 96. P. 3302-3305.
5. Baranov I.Y., Koptev A.V. Mode-Locked CO Laser for Isotope Separation of Uranium Employing Condensation Repression // Advances in Optical Technologies. 2010. Vol. 2010. P. 1-6. Article ID 693530. <http://dx.doi.org/10.1155/2010/693530>
6. Basov N.G., Hager G.D., Ionin A.A., Kotkov A.A., Kurnosov A.K., McCord J.E., Napartovich A.P., Seleznev L.V., Turkin N.G. Efficient pulsed first-overtone CO laser operating within the spectral range of 2.5-4.2 // IEEE Journal of Quantum electron. 2000. Vol. 36(7). P. 810-823
7. Belikov A.E., Smith M.A. State-to-state rate coefficients for rotational relaxation of CO in Ar // Journal of Chemical Physics. 1999. Vol. 110(17). P. 8513-8524
8. Belikov A.E., Storozhev A.V., Strekalov M.L. and Smith M.A. Rotational relaxation rates in CO-He mixtures // Molecular Physics. 2001. Vol. 99(7). P. 559-572
9. Bernegger S., Sigrist M.W. CO laser photoacoustic spectroscopy of gases and vapors for trace gas analysis // Infrared Physics. 1990. Vol. 30(5). P. 375-429
10. Bhar G.C., Das S., Vodopyanov K.L. Nonlinear optical devices using GaSe // Applied Physics B. 1995. Vol. 61. P. 187-190

11. Bhaumik M., Lacina W.B. and Mann M. Characteristics of CO laser // IEEE Journal of Quantum Electronic. 1972. V. 8(2). P. 150-160
12. Brechignac Ph., Picard-Bersellini A., Charneau R. and Launay J.M. Rotational relaxation of CO by collisions with H₂ molecules: A comparison between theory and experiment // Chemical Physics. 1980. Vol. 53. P. 165-183
13. Buzykin O.G., Ionin A.A., Ivanov S.V, Kotkov A.A., Seleznev L.V. and Shustov A.V. Resonant absorption of first-overtone CO laser radiation by atmospheric water vapor and pollutants // Laser and Particle Beams. 2000. Vol. 18(4). P. 697-713
14. Byer L., Kildal H. and Feigelson R.S. CdGeAs₂—A New Nonlinear Crystal Phasematchable at 10.6 μm // Applied Physics Letters. 1971. Vol. 19. P. 237-240
15. Dahnke H., Kahl J., Schuler G., Boland W., Urban W., Kuhnemann F. On-line monitoring of biogenic isoprene emissions using photoacoustic spectroscopy // Applied Physics B. 2000. Vol. 70(2). P. 275-280
16. Dahnke H., Klaine D., Urban W, Hering P., Murtz M. Isotopic ratio measurement of methane in ambient air using mid-infrared cavity leak-out spectroscopy // Applied Physics B. 2001. Vol. 72(1). P. 121-125
17. Dahnke H., Klaine D., Urban W, Hering P., Murtz M. Real-time monitoring of ethane in human breath using mid-infrared cavity leak-out spectroscopy // Applied Physics B. 2001a. Vol. 72(8). P. 971-975
18. Dahnke H., von Basum G., Kleinermanns K., Hering P., Murtz M. Rapid formaldehyde monitoring in ambient air by means of mid-infrared cavity leak-out spectroscopy // Applied Physics B. 2002. Vol. 75. P. 311-316
19. Donald E. McCarthy The Reflection and Transmission of Infrared Materials. V: Spectra from 2 μ to 50 μ // Applied optics. 1968. Vol. 7(10). P. 1997-2000
20. Doroshenko M.E., Jelínková H., Šulc J., Jelínek M., Němec M., Basiev T.T., Zagoruiko Y.A., Kovalenko N.O., Gerasimenko A.S. and Puzikov V.M. Laser properties of Fe:Cr:Zn_{1-x}Mg_xSe crystal for tunable mid-infrared laser sources // Laser Physics Letters. 2012. Vol. 9(4). P. 301-305
21. Dymshits B.M., Ivanov G.V., Mescherskiy A.N., Kovsh I.B. Continuous wave 200kW supersonic CO laser // Proceedings SPIE. 1994. Vol. 2206. P. 109-120

22. Eerkens J.W., Griot R.P., Hardin J.H., Smith R.G. Intracavity CO laser-induced photochemistry of the UF₆ + HCl reaction (presented at Conference on Lasers and Electro-Optics, San Francisco, June 1986) // Proceedings SPIE. 1995. Vol. MS113. P. 506-522
23. Haus H.A. A Theory of Forced Mode-Locking // IEEE Journal of Quantum Electronics. 1975. Vol. 11(7). P. 323-330
24. Haus H.A. Waves and Fields of optoelectronics. USA New Jersey.: Prentice Hall, Inc. Englewoods Clifts. 1984. 403 P.
25. Hopf F.A. Short pulse energy extraction in CO amplifiers // Optics Communication. 1973. Vol. 9(1), P. 38-41
26. Vetoshkin S.V., Ionin A.A., Klimachev Yu.M., Kozlov A.Yu., Kotkov A.A., Rulev O.A., Seleznev L.V., Sinitsyn D.V. // Journal of Russian Laser Research. 2006. Vol. 27(1). P. 33-69
27. Ionin A.A. Electric Discharge CO Lasers // in Gas Lasers ed. Masamori Endo Robert and F. Walter. New York.: Taylor & Francis Group. 2007. P. 201-238
28. Ionin A.A., Klimachev Y.M., Kotkov A.A., Kozlov A.Yu., Seleznev L.V., Sinitsyn D.V. Carbon monoxide laser emitting nanosecond pulses with 10 MHz repetition rate // Optics Communication. 2009. Vol. 282(2). P. 294-299
29. Ionin A.A., Kurnosov A.K., Napartovich A.P and Seleznev L.V. Lasers on overtone transitions of carbon monoxide molecule // Laser Physics. 2010. Vol. 20(1). P. 144-186
30. Ionin A.A., Kotkov A.A., Minkovsky M.G., Sinitsyn D.V. Supersonic electron beam controlled discharge CO laser // Proceedings SPIE. 1990. Vol. 1397. P. 453-456
31. Kanazawa, H., Matsuzaka F. Uehara, Minoru, Kasuya, Koichi Characteristics of a transverse-flow CO laser excited by RF discharge // IEEE Journal of Quantum Electronics. 1994. Vol. 30(6). P. 1448-1454
32. Kelly J.W. A review of laser isotope separation of uranium hexafluoride // Australian atomic energy commission, research establishment Lucas heights research laboratories. 1983. 44 P.

33. Kildal H., Mikkelsen J.C. The nonlinear optical coefficient, phasematching, and optical damage in the chalcopyrite AgGaSe_2 // *Optics Communications*. 1973. Vol. 9(3). P. 315-318
34. Kildal H., Mikkelsen J.C. Efficient doubling and CW difference frequency mixing in the infrared using the chalcopyrite CdGeAs_2 // *Optics communications*. 1974. Vol.10(4). P. 306-309
35. Kireev S.V., Podolyako E.M., Symanovsky I.G., and Shnyrev S.L. Optical Absorption Method for the Real Time Component Analysis of Natural Gas: Part 1. Analysis of Mixtures Enriched with Ethane and Propane // *Laser Physics*. 2011. Vol. 21(1). P. 250–257
36. Kityk I. V., Sahraoui B. Photoinduced two-photon absorption and second-harmonic generation in $\text{As}_2\text{Te}_3\text{-CaCl}_2\text{-PbCl}_2$ glasses // *Physical review B*. 1999. Vol. 60(2). P. 942-949
37. Klosterman E.L., Byron, S.R. Electrical and laser diagnostics of an 80 kW supersonic CW CO electric laser // *Journal of Applied Physics*. 1979. Vol. 50(8). P. 5168-5175
38. Kuizenga D. J. and Siegman A. E. FM and AM Mode Locking of the Homogeneous Laser. Part I: Theory // *IEEE Journal of Quantum Electronics*. 1970. Vol. 6(11). P. 694-708
39. Kupecek Ph., Batifol E. Conversion de frequences optiques dans le seleniure de gallium (GaSe) // *Optics communications*. 1974. Vol.11(3). P. 291-295
40. Li Y., Zhang Y., Kuang Y., Liu W., Zhang Xi., Qiu Yi, Xu Y., Chen M. Study of uranium isotope separation using CO_2 laser and CO laser // *Optics Communications*. 2010 Vol. 283(12). P. 2575-2579
41. Lin C.T. Laser Stark Spectroscopy and Isotopic Separation // *Spectroscopy letters*. 1976. Vol. 9(9). P. 615-631
42. Maisenhalder F. High power CO lasers and their application potential // *Proceedings SPIE*. 1989. Vol. 1031. P. 98-111
43. Martis A.A. E, Bucher S., Kuhnemann F., Urban W. Simultaneous ethane and ethylen detection using a CO-overtone laser photoacoustic spectrometer: a new tool for

- stress/damage studies in plant physiology // Instrumentation Science & Technology. 1998. Vol. 26(2&3). P. 177-187
44. McCord J.E., Miller H.C., Lampson A.I., Crowell P.G. Experimental investigation of an optically pumped mid-infrared carbon monoxide laser // IEEE Journal of Quantum electronics. 1999. Vol. 35. P. 1602-1612
45. McCord J.E., Ionin A.A., Phipps S.P., Crowell P.G., Lampson A.I., McIver J.K., Brown A.J.W., Hager G. Frequency-tunable optically pumped carbon monoxide laser // IEEE Journal of Quantum electronics. 2000. Vol. 36(9). P. 1041-1052
46. Murtz M., Frech B., Palm P., Lotze R., Urban W. Tunable carbon monoxide overtone laser sideband system for precision spectroscopy from 2.6 to 4.1 μm // Optics Letters. 1998. Vol. 23. P. 58-60
47. Mürtz M., Kauser T., Klaine D., Stry S., Hering P., Urban W. Recent developments in cavity ring-down spectroscopy with tunable cw lasers in the mid-infrared // Proceedings SPIE. 1999. Vol. 3758. P. 53-61
48. Nikogosyan D.N. Nonlinear optical crystals: a complete survey. New York.: Springer. 2005. 427 p. – ISBN 0387-22022-4.
49. Nurmikko A.V. Mode locking of a TEA CO laser // Applied Physics letters. 1974. Vol. 25(8). P. 465-466
50. Nurmikko A.V. Forced mode locking of a single-line high-pressure CO laser // Journal of Applied Physics. 1975. Vol. 46(5). P. 2153-2154
51. Osgood R. M., Nichols E. R., Eppers W. C., Petty R. D. Q SWITCHING OF THE CARBON MONOXIDE LASER // Applied physics letters. 1969. Vol. 15(2). P. 69-72
52. Patel C.K.N. and Kerl R.J., LASER OSCILLATION ON $X1\Sigma^+$ VIBRATIONAL-ROTATIONAL TRANSITIONS OF CO // Applied Physics Letters. 1964. V. 5(4). P. 81-83
53. Perlmutter P., Shtrickman S., Slatkine M. Optoacoustic detection of ethylene in the presence of interfering gases // Applied Optics. 1979. Vol. 18(13). P. 2267-2274
54. Phipps S.P., Smith T.C., and Hager G.D., Heaven M.C. McIver J.K., Rudolph W.G. Investigation of the state-to-state rotational relaxation rate constants for carbon

- monoxide CO using infrared double resonance // *Journal of Chemical Physics*. 2002. Vol. 116(21). P. 9281-9292
55. Piltch M.S., Rink J.R., Tallman C. Pulsed infrared difference frequency generation in CdGeAs₂ // *Optics communications*. 1975. Vol.15(1). P. 112-114
56. Pogorelsky I.V., Fisher J., Kusche K.P., Babzien M., Kurnit N.A., Bigio I.J., Harrison R.F., Shimada T. Subnanosecond Multi-Gigawatt CO₂ Laser // *IEEE Journal of quantum electronics*. 1995. Vol. 31(3). P. 556-566
57. Puerta D., Herrmann W., Bourauel G., and Urban W. Extended spectral distribution of lasing transitions in a liquid-nitrogen cooled CO-laser // *Applied Physics*. 1979. Vol. 19(4) P. 439-440
58. Rich J.W. Kinetic Modeling of the High-Power Carbon Monoxide Laser // *Journal of Applied Physics*. 1971. Vol. 42(7). P. 2719-2730
59. Sahraoui B., Kryza A. and Kityk I.V. Infrared two-photon photo-induced absorption in Y-Ba-Cu-O films // *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics*. 1999. Vol. 1(1). P. 32–36
60. Santosa I.E., Laarhovan L.J.J, Harbinson J., Driscoll S., Harren F.J.M. Laser-based trace gas detection of ethane as a result of photo-oxidative damage in chilled cucumber leaves (invited) // *Review of Scientific Instruments*. 2003. Vol. 74(1). P. 680-683
61. Schmitz H., Mürtz M., Bleckmann H. Responses of the infrared sensilla of *Melanophila acuminata* (Coleoptera: Buprestidae) to monochromatic infrared stimulation // *Journal of Comparative Physiology A*. 2000. Vol. 186(6). P. 543-549
62. Schulz G.J. Vibrational Excitation of N₂, CO, and H₂ by Electron Impact // *Physical Review*. 1964. Vol. 135. P. A988-A994
63. Schunemann P. Nonlinear crystals provide high power for the mid-IR // *Laser Focus World*. 1999. N. 4. P. 85-90.
64. Shimizu K., Taniwaki M., Sato Sh., Kumagai M., Takashima Y., Naito Y., Nagano H., Hasuike T. High-power room temperature operated CO laser // *Proceedings SPIE*. 2000. Vol. 3889. P. 433-437

65. Sigrist M.W. Trace gas monitoring by laser photoacoustic spectroscopy and related techniques // Review of scientific instruments. 2003. Vol. 74(1). P. 486-490
66. Suhre D.R., Singh N.B., and Balakrishna V., Fernelius N.C. and Hopkins F.K. Improved crystal quality and harmonic generation in GaSe doped with indium // Optics Letters. 1997. Vol. 22(11). P. 775-777
67. Treanor C.E., Rich J.W., Rehm R.G. Vibrational Relaxation of Anharmonic Oscillators with Exchange-Dominated Collisions // Journal of Chemical Physics. 1968. Vol. 48. P. 1798-1807
68. Urban W. Physics and spectroscopic applications of carbon monoxide lasers, a review // Infrared Physics and Technology. 1995. Vol. 36(1). P. 465-473.
69. Urban W. The carbon monoxide laser as Spectroscopic source // Laser und Optoelektronik. 1991. Vol. 23(1). P.56-61
70. Urban W. The CO-overtone laser a spectroscopic source in a most interesting wavelength region // Applied Laser Spectroscopy. 1990. Vol. 241. P. 127-145
71. Vodopyanov K.L., Kulevskii L.A. New dispersion relationships for GaSe in the 0.65-18 μm spectral region // Optics Communications. 1995. Vol. 118. P.375-378
72. Wasylak J., Kucharski J., Kityk I. V. and Sahraoui B. Photoinduced effects in the $\text{Sb}_2\text{Se}_3\text{-BaCl}_2\text{-PbCl}_2$ glasses // Journal of Applied Physics. 1999. Vol. 85(1). P. 425-431
73. Абдуллаев Г.Б., Кулевский Л.А., Прохоров А.М., Савельев А.Д., Салаев Э.Ю., Смирнов В.В. GaSe – новый эффективный материал для нелинейной оптики // Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики. 1972. Т. 16(3). С. 130-133.
74. Абзианидзе Т.Г., Баранов В.Ю., Бахтадзе А.Б., Белых А.Д., Вецко В.М., Гурашвили В.А., Егиазаров А.С, Изюмов С.В., Кузьменко В.А., Озиашвили Е.Д., Орджоникидзе М.О., Парцхаладзе Г.Ш., Петров А.К., Письменный В.Д., Путилин В.М., Стрельцов А.П., Тевзадзе Г.А., Хоменко С.В. Изотопически-селективная диссоциация молекул COCl_2 в поле излучения импульсного СО-лазера // Квантовая электроника, 1986. Т. 13(1). С. 206-207
75. Абросимов Г.В., Дымшиц В.М., Иванов Г.В., Корецкий Я.П., Ламонов В.М., Шарков В.Ф. Экспериментальное исследование быстропроточного СО лазера,

- работающего в непрерывном режиме // Журнал технической физики. 1977. Т. 47(1). С. 235-237
76. Акимов В.А., Воронов А.А., Козловский В.И., Коростелин Ю.В., Ландман А.И., Подмарьков Ю.П., Фролов М.П. Эффективная лазерная генерация кристалла $\text{Fe}^{2+}:\text{ZnSe}$ при комнатной температуре // Квантовая электроника. 2006. Т. 36(4). С. 299-301
77. Алейников В.С., Карпецкий В.В., Масычев В.И. 100-ваттный отпаеный лазер на окиси углерода с водяным охлаждением // Электронная техника. Сер. Квантовая электроника. 1975. No 1. С. 80-81
78. Алейников В.С., Бондаренко С.П., Карпецкий В.В., Масычев В.И. Компактный многолучевой лазерный излучатель на СО и СО₂ повышенной надежности с внутривакуумной телескопической системой// Электронная техника. Лазерная техника и оптоэлектроника. 1991. Вып. 1(57). С. 49-51
79. Алейников В.С., Масычев В.И. Лазеры на окиси углерода. М.: Радио и связь. 1990. 312 С.
80. Ананьев В.Ю., Басов Н.Г., Ионин А.А., Кучаев А.В., Лыткин А.П., Сеницын Д.В. Усиление многочастотного импульса излучения в активной среде электроионизационного лазерного усилителя на окиси углерода // Квантовая электроника. 1985. Т. 12(8). С. 1660-1665
81. Ананьев В.Ю., Данилычев В.А., Ионин А.А., Котков А.А., Лыткин А.П., Сеницын Д.В. Импульсные электроионизационные лазерные усилители на окиси углерода. 2. Усиление импульсов излучения СО-ЭИЛ с управляемыми спектральными и временными характеристиками // Квантовая электроника. 1989. Т. 16(1). С. 18-27
82. Ананьев В.Ю., Данилычев В.А., Ионин А.А., Котков А.А., Лыткин А.П., Сеницын Д.В. Импульсные электроионизационные лазерные усилители на окиси углерода. 1.Усиление излучения СО-лазера, работающего в режиме свободной генерации // Квантовая электроника. 1989а. Т. 19(1). С. 9-17
83. Андреев Ю.М., Ведерникова Т.В., Бетин А.А., Воеводин В.Г., Грибенюков А.И., Зырянов О.Я., Ипполитов И.И., Масычев В.И.,

Митропольский О.В., Новиков В.П., Новиков М.А., Соснин А.В. Преобразование излучения CO₂ и СО-лазеров на кристалле ZnGeP₂ в область спектра 2,3—3,1 мкм // Квантовая электроника. 1985. Т. 12(7). С. 1535-1537

84. Андреев Ю.М., Баранов В.Ю., Воеводин В.Г., Гейко П.П., Грибенюков А.И., Изюмов С.В., Козочкин С.М., Письменный В.Д., Сатов Ю.А., Стрельцов А.П. Эффективная генерация второй гармоники наносекундного импульсного излучения CO₂-лазера // Квантовая электроника. 1987. Т. 14(11). С. 2252-2254

85. Андреев Ю.М., Белых А.Д., Воеводин В.Г., Гейко П.П., Грибенюков А.И., Гурашвили В.А., Изюмов С.В. Удвоение частоты излучения СО-лазеров с эффективностью 3 % // Квантовая электроника. 1987а. Т. 14(4), С. 782-783

86. Андреев Ю.М., Воеводин В.Г., Грибенюков А.И., Новиков В.П. Смещение частот CO₂- и СО-лазеров в кристаллах ZnGeP₂. Квантовая электроника. 1987б. Т. 14(6). С. 1177-1178

87. Андреев Ю.М., Говдей С.Н., Гейко П.П., Грибенюков А.И., Гурашвили В.А., Зуев В.В., Изюмов С.В. Многочастотный лазерный источник диапазона 2,6 - 3,2 мкм. // Оптика атмосферы и океана. 1988. Т. 1(04). С. 124-126

88. Бадиков В.В., Дон А.К., Митин К.В., Серегин А.М., Синайский В.В., Щebetова Н.И., Щетинкина Т.А. Оптический параметрический генератор среднего ИК диапазона на кристалле HgGa₂S₄ с накачкой импульсно-периодическим Nd:YAG-лазером // Квантовая электроника. 2007. Т. 37(4). С. 363-365

89. Басов Н.Г., Бакаев В.Г., Ионин А.А., Ковш И.Б., Кучаев А.В., Лыткин А.П., Паисов В.Н., Сеницын Д.В., Соболев В.А. Импульсные электроионизационные лазеры с криогенным охлаждением активной среды // ЖТФ. 1985. Т. 55(2). С. 326-334

90. Басов Н.Г., Ионин А.А., Котков А.А., Курносков А.К., Маккорд Д.Е., Напартович А.П., Селезнев Л.В., Туркин Н.Г., Хагер Г.Д. // Квантовая электроника. 2000. Т. 30(9). С. 771-777

91. Басов Н.Г., Ионин А.А., Котков А.А., Курносков А.К., Маккорд Д.Е., Напартович А.П., Селезнев Л.В., Туркин Н.Г., Хагер Г.Д. // Квантовая электроника. 2000а. Т. 30(10). С. 859-866
92. Бузыкин О.Г., Иванов С.В., Ионин А.А., Козлов А.Ю., Котков А.А., Селезнев Л.В. Линейное и нелинейное поглощение в атмосфере излучения СО лазера на первом оберitone // Оптика атмосферы и океана. 2001. Т. 14(5). С. 400-407
93. Бузыкин О.Г., Иванов С.В., Ионин А.А., Котков А.А., Селезнев Л.В. Количественная спектроскопическая диагностика загрязнений атмосферы с помощью излучения СО лазера на первом оберitone // Известия РАН. 2002. Т. 66(7). С. 962-967
94. Бхар Г.Ч., Саманта Л.К., Гхош Д.К., Дас С. Перестраиваемый параметрический генератор на кристалле $ZnGeP_2$ // Квантовая электроника. 1987. Т. 14(7). С. 1361-1363
95. Ветошкин С.В., Ионин А.А., Климачев Ю.М., Козлов А.Ю., Котков А.А., Рулев О.А., Селезнев Л.В., Сеницын Д.В. Многочастотное лазерное зондирование активных сред СО:Не, СО:N₂ и СО:О₂ в широкоапертурном импульсном усилителе // Препринт ФИАН. 2005. Москва. №. 13. 55 С.
96. Ветошкин С.В., Ионин А.А., Климачев Ю.М., Козлов А.Ю., Котков А.А., Рулев О.А., Селезнев Л.В., Сеницын Д.М. Динамика коэффициента усиления в импульсном лазерном усилителе на газовых смесях СО-Не, СО-N₂, СО-О₂ // Квантовая электроника. 2007. Т. 37(2). С. 111-117
97. Гейко П.П., Романовский О.А., Харченко О.В. Возможность преобразования частоты СО₂- и СО-лазеров в монокристалле Tl_3AsSe_3 для целей газоанализа атмосферы // Журнал прикладной спектроскопии. 1992. Т. 56(5-6). С. 774-780
98. Гордиец Б.Ф., Осипов А.И., Шелепин Л.А. Кинетические процессы в газах и молекулярные лазеры. М.: Наука. 1980. 512 С.
99. Горшков И.И., Ионин А.А., Котков А.А., Сажина Н.Н., Сеницын Д.В., Фролов К.К. Электроионизационный СО лазер с охлаждением в сверхзвуковом потоке // Краткие сообщения по физике. 1989. Вып.5. С.31-33

100. Гуо Д., Се Д.-Д., Жанг Л.-М., Чен Ф., Дзянг К., Ионин А.А., Климачев Ю.М., Киняевский И.О., Козлов А.Ю., Котков А.А., Андреев Ю.М., Ланский Г.В., Шайдуко А.В., Светличный В.А. Предельный порог накачки кристаллов GaSe фемтосекундными импульсами // Известия Высших Учебных Заведений (Физика). 2013. Т. 56(2/2). С. 115-121
101. Дмитриев В.Г., Тарасов Л.В. Прикладная нелинейная оптика: Генераторы второй гармоники и параметрические генераторы света. М.: Радио и связь. 1982. 352 С.
102. Дубровина И.В., Очкин В.Н., Соболев Н.Н. Спектральные и энергетические характеристики лазера на окиси углерода без прокачки газа // Квантовая электроника. 1974. Т. 1(8). С. 1851-1853
103. Дунчич Я.Г., Урин Б.М. Насыщенное усиление на колебательно-вращательных переходах молекулы CO // Квантовая электроника. 1986. Т. 13(2). С. 310-319
104. Елкин Н.Н., Кочетов И.В., Курносов А.К., Напартович А.П. Усиление излучения в активной среде непрерывного СО-ЭИЛ // Квантовая электроника. 1990. Т. 17(3). С. 313-316
105. Ионин А., Климачев Ю., Конев Ю., Курносов А., Напартович А., Сеницын Д., Терехов Ю. Многоквантовый колебательный обмен высоковозбужденных молекул окиси углерода // Квантовая электроника. 2000. Т. 30(7). С. 573-579
106. Ионин А.А., Климачев Ю.М., Козлов А.Ю., Котков А.А., Курносов А.К., Напартович А.П., Рулев О.А., Селезнев Л.В., Сеницын Д.В., Хагер Г.Д., Шнырев С.Л. Импульсный обертоновый СО-лазер с КПД 16% // Квантовая электроника. 2006. Т. 36(12). С. 1153-1154
107. Ионин А.А., Климачев Ю.М., Козлов А.Ю., Котков А.А., Романовский О.А., Селезнев Л.В., Сеницын Д.В., Харченко О.В., Шелестович А.В., Яковлев С.В. Широкодиапазонный СО – лазер в задачах лазерного зондирования малых газовых составляющих атмосферы // Известия ВУЗов, сер. Физика. 2008. Т. 51(11). С. 76-83

108. Ионин А.А., Климачев Ю.М., Козлов А.Ю., Котков А.А., Матвиенко Г.Г., Романовский О.А., Харченко О.В., Яковлев С.В. Возможности применения обертонового СО-лазера для дистанционного газоанализа атмосферы // Оптика атмосферы и океана. 2012. Т. 25(08). С. 702-707
109. Ионин А.А. Мощные системы инфракрасных и ультрафиолетовых лазеров и их применение // Успехи физических наук. 2012а. Т. 182. С. 773–781
110. Конев Ю.Б., Кочетов И.В., Певгов В.Г., Шарков В.Ф. Анализ кинетических процессов, определяющих параметры СО-лазеров // Препринт ИАЭ. 1977. Вып. 2821. С. 1-36
111. Корнилов С.Т., Прокопова Н.М., Проценко Е.Д., Тымпер С.И. Исследование поглощения ацетона и аммиака в диапазоне генерации волноводного СО лазера методом оптотермического детектирования // Журнал прикладной спектроскопии. 1994. Т. 61(3-4). С. 210-214
112. Крюков П.Г., Летохов В.С. Распространение импульса света в резонансно усиливающей (поглощающей) среде // Успехи физических наук. 1968. Т. 99(2). С. 169-226
113. Межерис Р. М. Лазерное зондирование атмосферы. М.: Мир. 1987. 550С.
114. Рич Дж.У. В кн. Газовые лазеры под ред. И. Мак-Даниэля и У. Нигэна. М.: Мир. 1986. С. 125
115. Савельев И.В. Курс физики том 1: Механика, Молекулярная физика. М.: Наука. 1989. 352 С.
116. Соболев Н.Н., Соковиков В.В. Лазер на окиси углерода. Механизм образования инверсной населенности // Успехи физических наук. 1973. Т. 110(6). С. 191-212

Список публикаций с участием автора, в которых содержатся основные результаты диссертации

1* Андреев Ю.М., Ионин А.А., Киняевский И.О., Климачев Ю.М., Козлов А.Ю., Котков А.А., Ланский Г.В. Преобразование частоты СО-лазера в нелинейном кристалле $ZnGeP_2$ // Краткие сообщения по физике. 2010. N. 1. с. 19-21

2* Киняевский И.О., Андреев Ю.М., Ионин А.А., Климачев Ю.М., Козлов А.Ю., Котков А.А., Ланский Г.В. Преобразование излучения СО-лазера в нелинейных кристаллах в спектральный диапазон 1.25 – 1200 мкм // Приложение к журналу Физическое образование в вузах. 2010. Т. 16 (1). С. П42

3* Ionin A.A., Guo J., Zhang L.-M., Xie J.-J., Andreev Yu.M., Kinyaevsky I.O., Klimachev Yu.M., Kozlov A.Yu., Kotkov A.A., Lanskii G.V., Morozov A.N., Zuev V.V., Gerasimov A.Yu. and Grigoryants S.M. Mode-locked COlaser frequency doubling in $ZnGeP_2$ with 25% efficiency // Laser Physics Letters. 2011. V. 8(10). P. 723-728

4* Андреев Ю.М., Зуев В.В., Ионин А.А., Киняевский И.О., Климачев Ю.М., Козлов А.Ю., Котков А.А., Ланский Г.В., Шайдуко А.В. Удвоение и смешение частот СО-лазеров в нелинейных кристаллах $ZnGeP_2$ и GaSe // Оптический журнал. 2011. Т. 78(2). С. 26-29

5* Ionin A., Kinyaevskiy I., Klimachev Yu., Kotkov A., Kozlov A. Novel mode-locked carbon monoxide laser system achieves high accuracy // SPIE Newsroom: Lasers & Sources. 2011. DOI: 10.1117/2.1201112.004016

6* Антонюк Е.А., Герасимов А.Ю., Ионин А.А., Киняевский И.О., Климачев Ю.М., Козлов А.Ю., Котков А.А. Усиление цуга наносекундных импульсов в активной среде СО-лазера // Ядерная физика и инжиниринг. 2012. Т. 3(6). С. 354-359

7* Zhang Lai-ming, Xie Ji-Jiang, Guo Jin, Chen Fey, Jiang Ke, Andreev Yu.M., Ionin A.A., Kinyaevskii I.O., Klimachëv Yu.M., Kozlov A.Yu., Kotkov A.A.,

Lanskii G.V., Shaiduko A.V. CO laser frequency mixing in nonlinear crystal ZnGeP₂ and GaSe // Optics and Precision Engineering. 2012. V. 20(2). P. 277-286

8* Ionin A.A., Kinyaevskiy I.O., Klimachev Yu.M., Kotkov A.A., Kozlov A.Yu. Master Oscillator-Power Amplifier carbon monoxide laser system emitting nanosecond pulses // Optics Communications. 2012. V. 285. P. 2707-2714

9* Ionin A.A., Kinyaevskiy I.O., Klimachev Yu.M., Kotkov A.A., Kozlov A.Yu., Andreev Yu.M., Lanskii G.V., Shaiduko A.V., Soluyanov A.V. Cascaded carbon monoxide laser frequency conversion into the 4.3–4.9 μm range in a single ZnGeP₂ crystal // Optics Letters. 2012. V. 37(14). P. 2838–2840

10* Андреев Ю.М., Ионин А.А., Киняевский И.О., Климачев Ю.М., Козлов А.Ю., Котков А.А., Ланский Г.В., Шайдуко А.В. Широкополосная лазерная система на монооксиде углерода, действующая в интервале длин волн 2.5 – 8.3 мкм // Квантовая электроника. 2013. Т. 43(2). С. 139-143.

11* Budilova O.V., Ionin A.A., Kinyaevskiy I.O., Klimachev Yu.M., Kotkov A.A., Kozlov A.Yu. Mode-locked and Q-switched carbon monoxide laser system // Optics Communications. 2015. V. 345. P. 163–167

12* Kotkov A.A., Ionin A.A., Kinyaevskiy I.O., Klimachev Yu.M., Kozlov A.Yu. Short pulse CO laser systems and their applications in nonlinear IR optics. International Conference Laser Optics 2014. June 30 2014-July 4 2014. Saint Petersburg. Russia // 2014. IEEE Xplore digital library. DOI: 10.1109/LO.2014.6886264

13* Будилова О.В., Киняевский И.О., Климачев Ю.М., Козлов А.Ю., Котков А.А., Сафонов Д.А., Ионин А.А. Генерация второй гармоники и разностной частоты в нелинейных кристаллах ZnGeP₂ и GaSe. 18-ая Международная телекоммуникационная конференция молодых ученых и студентов «Молодежь и наука» 2014. Москва, НИЯУ МИФИ // Тезисы докладов. 2015. Ч. 2. С. 80-81