

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук

На правах рукописи

Коромыслов Алексей Леонидович

Двухволновая генерация при синхронизации поперечных мод в твердотельных лазерах с продольной диодной накачкой и получение когерентного терагерцового излучения

Специальность 01.04.21 — лазерная физика

Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук

Научный руководитель: кандидат физико-математических наук Чешев Евгений Анатольевич Научный консультант кандидат физико-математических наук Горбунков Михаил Валериевич

Введение	4
Актуальность темы исследований	6
Цели и задачи диссертационной работы	7
Научная новизна	8
Теоретическая и практическая значимость работы	9
Положения, выносимые на защиту	9
Степень достоверности и апробация результатов работы	10
Личный вклад автора	16
Структура диссертационной работы	16
Глава 1. Состояние исследований синхронизации поперечных мод,	
двухволновой генерации и генерации терагерцового излучения	17
§ 1.1. Синхронизация поперечных мод резонатора в условии	
частотного вырождения мод резонатора	17
§ 1.2. Двухволновая генерация	29
§ 1.3. Генерация терагерцового излучения	35
§ 1.4. Выводы к главе	37
Глава 2. Исследование генерационных характеристик в Nd:YLF лазере с	
пассивным затвором Cr ⁴⁺ :YAG в условиях синхронизации поперечн	ЫΧ
мод	39
§ 2.1. Схема эксперимента	
§ 2.2. Экспериментальные исследования характеристик лазера с	
пассивным затвором при синхронизации поперечных мод	45
§ 2.3. Выводы к главе	49
Глава 3. Двухволновая генерация вблизи частотного вырождения мод	50
§ 3.1. Схема эксперимента	50
§ 3.2. Двухволновая генерация	51
§ 3.3. Выводы к главе	61
Глава 4. Исследование вынужденного комбинационного рассеяния в лазере с	c
продольной диодной накачкой при синхронизации поперечных мод	62
§ 4.1. Схема эксперимента	62

§ ·	4.2. Исследование вынужденного комбинационного рассеяния	65
§ ·	4.3. Выводы к главе	69
Глава 5. Го	енерация разностной частоты двухволнового лазера в нелинейном	
кр	ристалле	70
§ .	5.1. Выбор нелинейного кристалла	70
§ .	5.2. Схема эксперимента	76
§ .	5.3. Исследование характеристик терагерцового излучения	82
§ -	5.4. Выводы к главе	88
Заключени	ие	89
И	Ттоги выполненного исследования	89
Pe	екомендации и перспективы дальнейшей разработки темы	90
Бл	лагодарности	91
Cı	писок сокращений и условных обозначений	92
Список пи	ATENATUNLI	93

Введение

Твердотельные лазеры с диодной накачкой (ТЛДН) находят широкое применение практически во всех областях жизнедеятельности человека — в науке и промышленности, военной сфере и медицине, в космосе и на земле. Одним из первых лазеров такого типа с лазерной диодной накачкой был создан в 1963 г. [31]. Была получена генерация на длине волны 2,61 мкм в кристалле U³⁺:CaF₂ накачиваемом пятью лазерными диодами (ЛД) на основе структуры GaAs, охлаждаемые до температуры гелия. Необходимо отметить, что основные условия получения инверсии населённости и генерации в ЛД были сформулированы советскими учеными [83], а впервые изготовлен такой инжекционный лазер в США [24]

Во многом благодаря стремительному развитию ЛД с большой выходной мощностью [93] и надежностью, сроком службы, которых составляет до 10 000 часов [29], ТЛДН получили новый виток развития. Были созданы компактные твердотельные лазеры с диодной накачкой с высокой выходной мощностью и высоким пространственным качеством пучка, способные работать при комнатных температурах [84]. Современные ТЛДН имеют коэффициент полезного действия (КПД) более 70% [70], что на порядок превышает КПД, ставших уже традиционными, твердотельных лазеров с ламповой накачкой.

На данный момент все способы оптической накачки с помощью ЛД можно разделить на два типа: продольная и поперечная. При поперечной диодной накачке излучение ЛД вводится в активный элемент со стороны его боковой поверхности. При продольной диодной накачке направление излучения ЛД, зачастую фокусируемое с помощью оптической системы, вводится в АЭ через его торец соосно с осью активного элемента и направления генерации твердотельного лазера (ТЛ). Первая схема позволяет получить большую выходную мощность, но меньший КПД и, как правило, не высокое пространственное качество пучка. В свою очередь вторая схема позволяет получить лучшее согласование излучения накачки и генерации ТЛ, высокий

КПД, высокое пространственное качество пучка, но приводит к высокому локально нагреву и значительным термооптическим эффектам.

В продольной схеме накачки излучение накачки сосредоточено в области близкой к размеру нулевой моды резонатора. Следовательно, для нулевой моды усиление будет максимальным и необходимость для ее селекции отпадает [36, 47]. Однако было обнаружено, что при накачке узким пучком, когда диаметр пятна накачки меньше диаметра нулевой моды в определенных конфигурациях резонатора, где происходит вырождение мод резонатора по частоте, происходит синхронизация поперечных мод (синхронизованных в пространстве мод), и излучение имеет многомодовую кольцевую структуру [72,66]. При незначительной отстройке от этих конфигураций пространственная структура излучения становится гауссовой [100].

Кроме того, в областях синхронизации поперечных мод происходит увеличение эффективности генерации [43] и уменьшении порога генерации [66, 88] вблизи частотного вырождения мод. Данный эффект представляет интерес для различных применений.

Поиск и создание новых схем генерации, позволяет получить новые длины волн и расширять, и без того не малые, возможности ТЛДН.

Основными способами получения новых длин волн является: управление добротностью резонатора и генерация на разных лазерных переходах [104], генерация суммарных и разностных частот в нелинейных кристаллах, генерация вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР) [118].

Актуальность темы исследований

Интерес исследованиям режимов двухволновой генерации твердотельных лазерах с диодной накачкой обусловлен тем, что такие лазеры позволяют, например, значительно увеличить точность дальнометрии, чувствительность лидарных систем и систем анализа газового состава. Наконец, интересной представляется возможность получать терагерцовое излучение путем генерации разностной частоты двухволнового лазера в нелинейном кристалле. Настоящая работа посвящена исследованию возможности реализовать режим двухволновой генерации в твердотельном лазере с продольной диодной накачкой в условиях синхронизации поперечных мод и созданию на его основе двухволнового лазера компактного генератора терагерцового излучения. Исследование эффектов синхронизации поперечных мод в твердотельных лазерах с продольной диодной накачкой начались сравнительно недавно, с конца девяностых. Интерес к эффектам синхронизации поперечных мод связан с тем, что только с их учетом может быть достигнуто высокое пространственное качество излучения, с их помощью, как показано в ряде работ отечественных и зарубежных авторов, могут быть исследованы термооптические свойства активных сред. Особенно привлекательной является возможность измерения оптической силы наведенной тепловой линзы в лазерной конкретной системе. Очевидна чувствительность эффектов синхронизации поперечных мод к лазерному качеству активной среды, что в позволяет надеяться получить методики оценки Исследование зависимостей порогов генерации от длины резонатора в областях синхронизации поперечных мод продемонстрировало сильную зависимость усиления от длины резонатора в этих областях, что позволяет регулировать усиление в активной среде в значительных пределах и привлекает своей простотой реализации режима двухволновой генерации.

В настоящей работе реализация двухволновой генерации в лазере на Nd:YLF осуществлена с использованием синхронизации поперечных мод, продемонстрирована перспективность такого режима для создания

компактного генератора когерентного ТГЦ излучения. В работе также изучен метод получения двухволнового излучения при ВКР самопреобразовании основной частоты лазера на Nd:YVO₄ с пассивным затвором и исследованы особенности такого режима при синхронизации поперечных волн. Данные исследования являются актуальными.

Цели и задачи диссертационной работы

- 1. Исследование механизмов двухволновой генерации, наблюдающейся в твердотельных лазерах с продольной диодной накачкой в областях синхронизации поперечных мод резонатора.
- 2. Исследование ВКР в условиях синхронизации поперечных мод, сопровождающейся значительным возрастанием плотности мощности основной волны в приосевой области резонатора.
- 3. Исследование причин ассиметричного роста порога генерации в областях синхронизации поперечных мод.
- 4. Изучение возможностей построения компактных генераторов когерентного излучения терагерцового диапазона путем генерации в нелинейном кристалле разностной частоты двухволнового лазера.

При этом решались следующие задачи:

- 1. Создание экспериментальной установки для исследования эффектов синхронизации поперечных мод твердотельных лазеров при продольной диодной накачке.
- 2. Расчет и проектирование оптических схем экспериментальных образцов двухволновых лазеров, разработка конструкторской документации для изготовления экспериментальных образцов.
- 3. Исследование механизма двухволновой генерации в лазерах на кристалле Nd:YLF с акустооптической и пассивной модуляцией добротности резонатора.
- 4. Создание экспериментального образца двухволнового лазера на кристалле Nd:YLF с продольной диодной накачкой и модуляцией добротности резонатора.

- 5. Экспериментальные исследования ВКР самопреобразования в лазере на Nd:YVO₄ с пассивным затвором в областях частотного вырождения мод.
- 6. Создание стенда для исследований генерации ТГц излучения путем генерации разностной частоты двухволнового лазера в нелинейном кристалле.
- 7. Измерение основных характеристик генерируемого ТГЦ излучения.

Научная новизна

- 1. Определены условия и механизм двухволновой генерации в лазерах на Nd:YLF кристалле с продольной диодной накачкой при модуляции добротности резонатора как акустооптическим, так и пассивным затворами.
- 2. В лазерах с модуляцией добротности пассивным затвором в областях синхронизации поперечных мод наблюдается падение порога генерации и одновременно резкое увеличение длительности импульса излучения, уменьшение импульсной мощности и периода следования импульсов генерации.
- 3. Создан экспериментальный образец источника излучения на 1.64 ТГц с импульсной мощностью до 0.8 мВт с длительностью импульсов 10 нс с частотой повторений 7 кГц. Измерены его основные характеристики.
- 4. Обнаружено, что при термооптических искажениях активной среды, вызванных продольной накачкой, в областях синхронизации поперечных мод наблюдается асимметрия пороговых зависимостей.
- 5. В лазере на кристалле Nd:YVO₄ с продольной диодной накачкой и модуляцией добротности резонатора пассивным затвором в областях синхронизации поперечных мод наблюдается синхронизация одновременно и продольных, и поперечных мод основной и стоксовой компонент излучения.

6. Синхронизация поперечных мод стоксовой компоненты излучения в лазере на кристалле Nd:YVO₄ с продольной накачкой и модуляцией добротности резонатора пассивным затвором наблюдалась впервые.

Теоретическая и практическая значимость работы

Теоретическая значимость работы заключается в обнаружении нового эффекта — синхронизации поперечных мод стоксовой компоненты излучения в лазере с ВКР самопреобразованием.

Практическая значимость работы состоит в том, что:

- предложен новый эффективный метод регулировки усиления в активной среде путем изменения длины резонатора в областях синхронизации поперечных мод;
- реализованы Nd: YLF двухволновые лазеры с длинами волн 1047 нм и 1053 нм с модуляцией добротности резонатора как акустооптическим, так и пассивным YAG: Cr⁴⁺ затворами, генерирующие импульсно-периодическое излучение с частотой следования импульсов 5—7 кГц, с длительностью импульсов 13 нс с акустооптическим затвором и около 100 нс с пассивным затвором.
- -создан экспериментальный образец источника излучения на 1.64 ТГц с импульсной мощностью до 0.8 мВт с длительностью импульсов 10 нс с частотой повторений 7 кГц, изучены его основные характеристики.

Положения, выносимые на защиту

1. Механизм двухволновой генерации в лазерах на Nd:YLF при продольной диодной накачкой добротности В условии модуляции как акустооптическим, так пассивным затворами, обусловлен выравниванием усилений на длинах волны 1047 нм и 1053 нм путем выбора длины резонатора в области, где фазовые искажения активной среды, вызванные термооптикой, приводят к падению усиления на длине волны 1047 нм.

- 2. В твердотельных лазерах с продольной диодной накачкой с модуляцией добротности резонатора пассивным затвором в областях синхронизации поперечных мод наблюдается падение порога генерации и одновременно резкое увеличение длительности импульса излучения, уменьшение импульсной мощности и периода следования импульсов генерации, обусловленные увеличением усиления при синхронизации поперечных мод.
- 3. Создан экспериментальный образец источника когерентного излучения на 1.64 ТГц с импульсной мощностью 0.8 мВт с длительностью импульсов 10 нс при частоте повторений 7 кГц.
- 4. Фазовые искажения активной среды, вызванные термооптикой при продольной диодной накачке, приводят к асимметрии зависимости порога генерации в областях синхронизации поперечных мод, обусловленной знаком фазовых искажений активной среды.
- 5. В лазере на кристалле Nd:YVO₄ с продольной диодной накачкой и модуляцией добротности резонатора пассивным затвором в областях синхронизации поперечных мод наблюдается синхронизация одновременно и продольных, и поперечных мод основной и стоксовой компонент излучения.
- 6. Синхронизация поперечных мод стоксовой компоненты излучения в лазере на кристалле Nd:YVO₄ с продольной диодной накачкой и модуляцией добротности резонатора пассивным затвором наблюдалась впервые.

Степень достоверности и апробация результатов работы

Основные результаты диссертационной работы опубликованы в 15 печатных изданиях - из них 3 в ведущих рецензируемых научных журналах из списка ВАК РФ и 12 в сборниках трудов по итогам конференций:

1. Angeluts A.A., Bezotosnyi V.V., Cheshev E.A., Goltsman G.N., Finkel M.I., Seliverstov S.V., Evdokimov M.N., Gorbunkov M.V., Kitaeva G.Kh.,

- Koromyslov A.L., Kostryukov P.V., Krivonos M.S., Lobanov Yu.V., Shkurinov A.P., Sarkisov S.Yu., Tunkin V.G. Compact 1.64 THz source based on a dualwavelength diode endpumped Nd:YLF laser with a nearly semiconfocal cavity // Laser Physics Letters. -2014. -V. 11. -N0 1. -P. 4.
- 2. Bezotosnyi V. V., Cheshev E. A., Gorbunkov M. V., Koromyslov A. L., Kostryukov P. V., Krivonos M. S., Popov Yu. M. and Tunkin V. G. Behavior of threshold pump power of diode end-pumped solid-state lasers in critical cavity configurations // Laser Physics Letters. − 2015. V. 12. № 2. − P. 6.
- 3. Безотосный В.В., Горбунков М.В., Дашкевич В.И., Коромыслов А.Л., Орлович В.А., Попов Ю.М., Тункин В.Г., Чешев Е.А., Чулков Р.В. Синхронизация поперечных мод стоксовой компоненты излучения $Nd:YVO_4$ лазера с продольной диодной накачкой в режиме модулированной добротности пассивным затвором $Cr^{4+}:YAG$ // Краткие сообщения по физике. 2016. Т. 43. № 6. с. 203-206.
- 4. Bezotosnyi V.V., Cheshev E.A., Gorbunkov M.V., Koromyslov A.L., Krokhin O.N., Mityagin Yu.A., Popov Yu.M., Savinov S.A., Tunkin V.G. Coherent THz Repetitive Pulse Generation in a GaSe Crystal by Dual-wavelength Nd:YLF Laser // Physics Procedia. 2015. –V. 72. P. 405–410.
- 5. Безотосный В.В., Горбунков М.В., Коромыслов А.Л., Кривонос М.С., Тункин В.Г., Чешев Е.А. Механизм двухчастотной генерации в Nd:YLF лазерах с линзоподобным и плоскопараллельным активными элементами // 4-я Всероссийская молодежная конференции «Инновационные аспекты фундаментальных исследований по актуальным проблемам физики»: сб. тр., / Москва: ФИАН. 2011. С. 53.
- 6. Ангелуц А.А., Безотосный В.В., Горбунков М.В., Евдокимов М.Г., Китаева Г.Х., Коромыслов А.Л., Кривонос М.С., Саркисов С.Ю., Тункин В.Г., Чешев Е.А., Шкуринов А.П. Генерация излучения 1,63 ТГц при использовании Nd:YLF двухчастотного лазера с диодной накачкой // Сборник трудов XIV Школы молодых ученых «Актуальные проблемы физики»: сб. тр., Звенигород: ФИАН. 2012. С. 121-122.

- 7. Ангелуц А.А., Евдокимов М.Г., Тункин В.Г., Шкуринов А.П., Китаева Г.Х., Саркисов С.Ю., Безотосный В.В., Горбунков М.В., Коромыслов А.Л., Кривонос М.С., Чешев Е.А. Генерация разностной частоты 1,63 ТГц излучения двухчастотного Nd:YLF лазера в кристалле GaSe //3-й симпозиум «Полупроводниковые лазеры: физика и технология»: сб. тр., / Санкт-Петербург. -2012. С. 33.
- 8. Ангелуц А.А., Безотосный В.В., Горбунков М.В., Евдокимов М.Г., Китаева Г.Х., Коромыслов А.Л., Кривонос М.С., Саркисов С.Ю., Тункин В.Г., Чешев Е.А., Шкуринов А.П. Использование Nd:YLF двухчастотного лазера с продольной диодной накачкой для генерации излучения 1,64 ТГц // VIII Международная конференция молодых ученых и специалистов «ОПТИКА—2013»: сб. тр. / Санкт-Петербург. 2013. С. 269-271.
- 9. Безотосный В.В., Горбунков М.В., Коромыслов А.Л., Кострюков П.В., Кривонос М.С., Попов Ю.М., Тункин В.Г., Чешев Е.А. Двухволновой Nd:YLF-лазер с продольной диодной накачкой и акустооптической модуляцией добротности //IV симпозиум по когерентному оптическому излучению полупроводниковых соединений и структур: сб. тр. / Москва: ФИАН. 2014ю С. 105-107.
- 10.Безотосный В.В., Горбунков М.В., Коромыслов А.Л., Кострюков П.В., Кривонос М.С., Попов Ю.М., Тункин В.Г., Чешев Е.А. Пороги генерации при синхронизации поперечных мод в лазерах на Nd-активированных кристаллах, керамике и стеклах при продольной диодной накачке //IV симпозиум по когерентному оптическому излучению полупроводниковых соединений и структур: сб. тр. / Москва:ФИАН. 2014. С. 173-178.
- 11.Коромыслов А.Л., Олещенко В.А., Савинов С.А. ГЕНЕРАЦИЯ КОГЕРЕНТНОГО ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НАНОСЕКУНДНОЙ ДЛИТЕЛЬНОСТИ // XV Школа молодых ученых «Актуальные проблемы физики»: сб. тр. / Москва: ФИАН. 2014. С. 142-143.

- 12.Безотосный В.В., Горбунков М.В., Дашкевич В.И., Коромыслов А.Л., Кострюков П.В., Попов Ю.М., Чешев Е.А., Тункин В.Г. Особенности режима синхронизации поперечных мод в твердотельных лазерах с продольной диодной накачкой при модуляции добротности резонатора // 4-й Всероссийский симпозиум с международным участием «Полупроводниковые лазеры: физика и технология»: сб. тр. / Санкт-Петербург. 2014.
- 13. Безотосный В.В., Горбунков М.В., Коромыслов А.Л., Крохин О.Н., Тункин В.Г., Чешев Е.А. Генерация когерентного импульсно-периодического излучения терагерцового диапазона спектра // «Научная сессия НИЯУ МИФИ-2015: сб. тр. / Москва: НИЯУ МИФИ. 2015. Т.2. С. 132.
- 14. Безотосный В.В., Горбунков М.В., Коромыслов А.Л., Кривонос М.С., Митягин Ю.А., Савинов С.А., Тункин В.Г., Чешев Е.А. Генерация терагерцового излучения в нелинейном кристалле GaSe с помощью Nd:YLF двухволнового лазера // Импульсная Сильноточная и Полупроводниковая Электроника 2015" / Москва: ФИАН. 2015. с. 118.
- 15.Finkel M., Rusova A., Angeluts A., Tunkin V., Shkurinov A., Seliverstov S., Koromyslov A., Cheshev E., Kaurova N., Voronov B., Goltsman G. Detection of Short THz Pulses with Superconducting Hot Electron Bolometer // The 4th Russia-Japan-USA Symposium on Fundamental & Applied Problems of Terahertz Devices & Technologies: cб. тр. / Черноголовка. 2015.

Достоверность полученных результатов подтверждена участием в конференциях, публикациями в ведущих рецензируемых научных журналах и созданным экспериментальным образцом источника когерентного терагерцового излучения, с которым выполнен комплекс исследований его характеристик и который используется в практических исследованиях.

Результаты работы докладывались автором и обсуждались на следующих конференциях:

1. XIV Школа молодых ученых «Актуальные проблемы физики», 2012 Звенигород

- 2. VIII международная конференция молодых ученых и специалистов «Оптика-2013», Санкт-Петербург, 14-16.10.2014
- 3. IV Симпозиум по когерентному и оптическому излучению полупроводниковых соединений и структур, 2013
- 4. Конференция «Радиолокационные системы малой и сверхмалой дальности» состоится 28 января 2013 г., МГТУ, 2013
- 5. XV Школа молодых ученых «Актуальные проблемы физики» Тема: Генерация когерентного терагерцового излучения наносекундной длительности Тип: стендовый, Москва, ФИАН 17.11.2014
- 6. Научная сессия НИЯУ МИФИ-2015 (HC-2015) с 16 по 20 февраля 2015 года. Конференция: "Наноструктурная электроника" Секция. Гетероструктуры для свч, силовой и оптоэлектроники: физика, технология и приборы
- "Импульсная 7. Всероссийская конференция сильноточная И полупроводниковая электроника" С 27 по 28 мая 2015 года в Физическом П.Н. Лебедева РАН, Секция: Институте им. Оптоэлектроника Генерация излучения терагерцовая электроника, терагерцового В нелинейном кристалле GaSe с помощью Nd:YLF двухволнового лазера.
- 8. Всероссийская конференция "Плазменные, лазерные исследования и технологии" с 25 по 27 января 2016 г., в НИЯУ МИФИ, Характеристики излучения Nd:YAG лазера на основе оксидной керамики с пассивной модуляцией добротности.
- 9. Международная конференция ICONO/LAT-2016, с 26 по 30 сентября 2016 г., Transverse Mode Locking of Stimulated Raman Scattering in Diode End-Pumped Nd:YVO₄/Cr⁴⁺:YAG Laser.

Автор диссертации являлся участником следующих грантов:

1. РФФИ мол_а 12-02-31796 Исследование особенностей синхронизации поперечных мод в твердотельных лазерах с пространственно-неоднородной продольной диодной накачкой, условий и механизмов реализации 2-х частотной генерации, 2012-2013.

- 2. РФФИ мол_а 14-02-31718 Исследование тепловых полей в мощных диодных лазерах и изучение их влияния на выходные параметры, 2014-2015.
- 3. РФФИ Бел_а 16-52-00138 Диодно-накачиваемые лазерные системы с ВКР преобразованием частоты в вырожденных конфигурациях резонаторов, 2016-2017.
- 4. Учебно-научного комплекса ФИАН.
- 5. Работа выполнена при поддержке Минобрнауки РФ, соглашение № 14.575.21.0047. Уникальный идентификатор прикладных научных исследований (проекта) RFMEFI57514X0047, 30.06.2014 31.12.2016.
- Программы фундаментальных исследований Президиума РАН №42 «Фундаментальные и прикладные проблемы фотоники и физика новых оптических материалов» 2015-2016.

Автор диссертации являлся руководителем следующих грантов:

- 1. РФФИ мол_а 16-32-00834 Исследование двухволновой генерации при синхронизации поперечных мод в твердотельных лазерах с продольной диодной накачкой с пассивной модуляцией добротности и перспектив ее использования для генерации разностной частоты в компактных генераторах ТГц излучения, 2016-2017.
- 2. Фонд содействия развитию малых форм предприятий в научно-технической сфере, программа «Умник», 2012-2013.

Личный вклад автора

усовершенствована Автором экспериментальная установка ДЛЯ эффектов синхронизации поперечных мод в проведения исследований твердотельных лазерах с продольной диодной накачкой. В частности им разработано программное обеспечение в следе Labview, позволяющее автоматизировать управление экспериментов и съем экспериментальных конструкторское проектирование данных. Автором выполнено экспериментальной установки и экспериментальных образцов двухволновых Им проведены экспериментальные исследования синхронизации поперечных мод резонатора в различных схемах, исследованы режимы и механизм двухволновой генерации в твердотельных лазерах с продольной диодной накачкой. Он принимал непосредственное участие в подготовке экспериментов по генерации разностной частоты двухволнового лазера на Nd:YLF с модуляцией добротности резонатора акустооптическим затвором, проведении экспериментов по генерации разностной частоты 1.64 ТГц в кристалле GaSe, измерении характеристик терагерцового излучения, ВКР планировании осуществлении экспериментов ПО условиях синхронизации поперечных мод в лазере на Nd:YVO₄ Им самостоятельно спланированы и осуществлены исследования с Nd:YLF лазером с пассивным затвором, изучен режим двухволновой генерации.

Структура диссертационной работы

Диссертация состоит из введения, 5 глав, заключения и списка цитируемой литературы. Объем диссертации составляет 106 страниц, включая рисунков 44, 4 таблицы и список литературы из 118 наименований.

Глава 1. Состояние исследований синхронизации поперечных мод, двухволновой генерации и генерации терагерцового излучения

Настоящий обзор посвящен анализу состояния исследования синхронизации поперечных мод в условии частотного вырождения мод при продольной диодной накачке. Рассмотрены экспериментальные исследования эффектов синхронизации поперечных МОД И теоретические модели, объясняющие механизмы синхронизации поперечных мод.

Рассмотрены схемы двухволновой генерации в твердотельных лазерах при продольной лазерной диодной накачкой и механизмы, приводящие к двухволновой генерации. Рассмотрены особенности генерации ВКР излучения, как вариант получения двухволнового лазерного излучения. Рассмотрены методы генерации ТГц излучения, и перспективы создания эффективных генераторов ТГц излучения методами лазерной физики.

§ 1.1. Синхронизация поперечных мод резонатора в условии частотного вырождения мод резонатора

Для описания мод резонаторов применяют лагерр-гауссовы пучки для полярных систем координат, эрмит-гауссовы пучки для декартовых и айнсгауссовы пучки для эллиптических. Описание и свойства таких пучков известны и описаны в литературе [55, 80, 96, 3].

Лагерр-Гауссовы пучки могут найти различные применения. При малой интенсивности лазерного излучения их можно использовать для манипуляции и захвата малых частиц, в исследованиях распространения лазерного излучения в атмосфере и в микроскопии высокого разрешения [48]. В связи с этим представляется перспективным исследование схем и способов генерации лазерных пучков на Лагерр-Гауссовых модах высших порядков.

Для осесимметричных систем логичнее всего использовать лагерргауссовы пучки, тогда для пустого резонатора моды характеризуются

продольными индексами q, радиальными p и азимутальными l [55, 79]. Частота моды v_{qpl} определяется следующим выражением:

$$v_{qpl} = \frac{c}{2L} \left(q + \frac{1}{\pi} (2p + l + 1) \arccos \sqrt{g_1 g_2} \right)$$
 (1)

где L — длина резонатора, R_1 , R_2 — радиусы кривизны зеркал резонатора, c — скорость света, $g_{1,2} = 1 - \frac{L}{R_{1,2}}$ — параметры резонатора,. В дальнейшем будем считать, что азимутальный индекс l=0. То продольные моды отстоят друг от друга на «расстоянии»:

$$\Delta V_q = \frac{c}{2L} \tag{2}$$

А поперечные моды - на «расстоянии»:

$$\Delta v_p = \frac{c}{2L} \frac{2}{\pi} \arccos \sqrt{g_1 g_2} \tag{3}$$

В том случае, когда p=0 возможно получить сверхкороткие импульсы, формируемые благодаря продольной синхронизации мод [111]. С другой стороны, возможно получить синхронизацию поперечных мод когда q= const [2]. Для этого необходимо с частотой равной разности соседних поперечных часто модулировать потери. Это приведет к периодическому движению максимума профиля лазерного пучка на зеркалах резонатора [2, 40]. Такой же принцип синхронизации поперечных мод в инжекционных лазерах приводит к движению направления распространения лазерного излучения [98, 112]. Кроме того, в работах [95, 56] было показано, что можно реализовать одновременную синхронизацию продольных и поперечных мод резонатора, при котором наблюдается генерация импульсов с разной расходимостью или направлением распространения.

При условии

$$\arccos\sqrt{g_1g_2} = \pi \frac{r}{s} \tag{4}$$

где r и s — натуральные числа, а r/s — несократимая дробь, в резонаторе происходит вырождение мод по частоте, для которых sq + 2pr = const [79]. Стоит заметить, что при выполнении (4) периодически воспроизводится суперпозиция любых мод и, как было отмечено в [79], такая мода является «полноправной». Для примера на рисунке 1 приведена конфигурация резонатора r/s = 1/3 т.е. $g_1g_2 = 0.25$. Вертикальными линиями показаны частоты мод резонатора с продольными и поперечными индексами q и p.

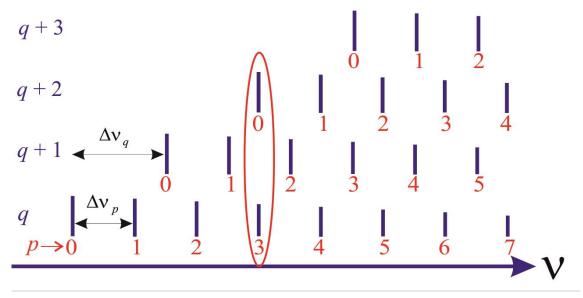


Рисунок 1 - Вырождение мод по частоте для $g_1g_2 = 0,25$, т.е. r/s = 1/3; красным отмечены моды с одной частотой. Рисунок заимствован из работы [110].

Для различных практических применений стараются получить пучок близкий к гауссу, т.е. получить генерацию на одной или нескольких продольных модах (p=0). В лазерах с поперечной накачкой, которая обеспечивает равномерное распределение усиления в поперечном направлении, возбуждаются высшие моды [80]. Для селекции поперечных мод, используют в основном диафрагмы, приводящие к дополнительным потерям. Для увеличения КПД и качества пуска применяют продольную диодную накачку с диаметром накачки меньше, чем диаметр нулевой моды резонатора, в таком случае пространственная структура излучения будет определяться только дифракцией на элементах лазера или термооптическими эффектами [80]. В работе было

показано [28], что генерация на моде высшего порядка имеет большую эффективность при генерации гармоник. Например, эффективность генерации второй и третьей гармоники лагерр-гауссовой моды [80, 96] при p=5 больше эффективности генерации гармоник нулевой моды. Представляют интерес работы [49, 61, 60], в которых выделялись моды высших порядков. В резонатор лазера с продольной диодной накачкой и плоскими зеркалами помещалась линза. При перемещении линзы вдоль оси резонатора, из-за сферической аберрации, происходила селекция мод высших порядков. Благодаря этому была получена генерация лагерр-гауссовых мод со значениями радиальных вплоть до 12 и азимутальных индексов вплоть до 28.

В работах [47, 74] проводилась оптимизация поперечного сечения пятна накачки в зависимости от диаметра нулевой моды резонатора в условии продольной накачки. В случае уменьшении диаметра пятна накачки происходит снижение пороговой мощности генерации И увеличение эффективности генерации лазеров. В связи с этим, обычно, используется накачка с радиусом пятна накачки меньше радиуса нулевой моды (узкая накачка). Но из работ [72, 66, 59] можно сделать вывод, что существует набор конфигураций резонатора с частотным вырождением мод, в которых при накачке узким пучком наблюдаются отличное от гауссового пространственное распределение интенсивности. С другой стороны в случае незначительного изменения конфигурации резонатора, например длины резонатора, пространственная структура излучения становится близкой к гауссовой. На рисунке 2 представлены пространственные распределения интенсивностей в дальней и ближней зонах в одной из конфигураций с частотным вырождением и при отстройке от нее [66].

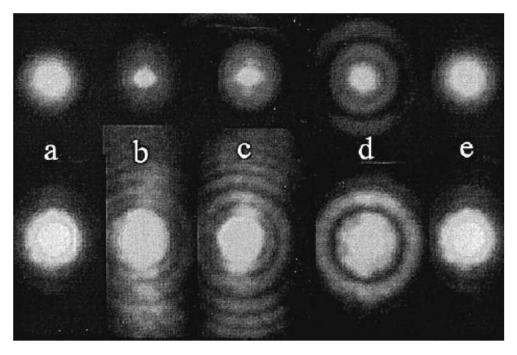


Рисунок 2 - Профили лазерного пучка. Верхний ряд - ближняя зона. Нижний ряд дальняя зона. b-d - вблизи частотного вырождения. a, e — при отстройке от частотного вырождения. Рисунок заимствован из работы [66].

Использовался активный элемент Nd:YVO₄. Отношение диаметра нулевой моды резонатора к диаметру пятна накачки на активном элементе равно трем. Следовательно, для получения профиля пучка близкого к гауссовому при узкой продольной диодной накачке необходимо учитывать не только дифракцию на элементах резонатора и термооптические эффекты, но и конфигурацию резонатора, в частности длину, в которой предполагается работа лазера.

Цикл работ [100, 8, 94, 101] посвящен теоретическому и экспериментальному исследованию влияния профиля сечения усиления и параметров резонатора на моды резонатора. В статье [100] вводится параметр ξ

$$\xi = \frac{W}{\rho_{\text{Hak}}} \tag{5}$$

где w - радиус нулевой моды пустого резонатора $\rho_{\text{нак}}$ – радиус пятна накачки на активном элементе. Из-за узкого профиля усиления в поперечном сечении в АЭ лазера происходит перераспределение мощности между нулевой модой

резонатора и высшими модами [100]. Следовательно, в конфигурациях резонатора в области частотного вырождения мод резонатора происходит синхронизация поперечных мод и формируется отличный от гауссового профиль излучения лазера. Количество конфигураций, удовлетворяющих условию (4), очень велико и равно количеству несократимых дробей r/s. Далее в работе [100] ставиться вопрос: для каких конфигураций узкий профиль усиления приводит к значительным искажениям нулевой моды резонатора. Проанализировано влияние g_1g_2 параметров резонатора, N_F числа Френеля, K_0 - усиления и отношение радиуса нулевой моды к радиусу накачки ξ .

Активная среда в математической модели была заменена на тонкий амплитудный экран с распределением усиления;:

$$K(r) = 1 + (K_0 - 1) \exp\left(-\frac{r^2}{\rho_H^2}\right) = 1 + (K_0 - 1) \exp\left(-\xi^2 \frac{r^2}{w^2}\right)$$
 (6)

причем расстояние между зеркалом и АЭ равнялось нулю.

Также используется параметр β_0 степень корреляции основной моды резонатора от гауссовой:

$$\beta_0 = 2\pi \int u_0^*(r)u(r)rdr \tag{7}$$

где $u_0(r)$ — амплитуда поля нулевой моды, u(r) — амплитуда поля основной моды. Следовательно, величина $\left|\beta_0\right|^2$ есть не что иное, как доля мощности сосредоточенной в нулевой моде пустого резонатора. На рисунке 3 (заимствован из работы [100]) в области устойчивости ($0 < g_1g_2 < 1$) графически представлено отличие основной моды резонатора от нулевой. Как можно заметить, на диаграмме устойчивости существует целый набор конфигураций, в которых доля мощности в нулевой моде меньше единицы, что свидетельствует о существенном отличии основной моды от гауссовой.

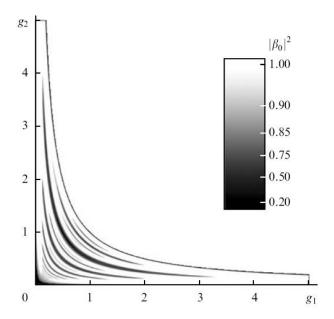


Рисунок 3 - Зависимость $\left|\beta_0\right|^2$ от g_1g_2 ; рисунок заимствован из работы [100].

На рисунке 4 - приводится график $\left| eta_0 \right|^2$ в зависимости от конфигурации резонатора при $g_1 = 1$.

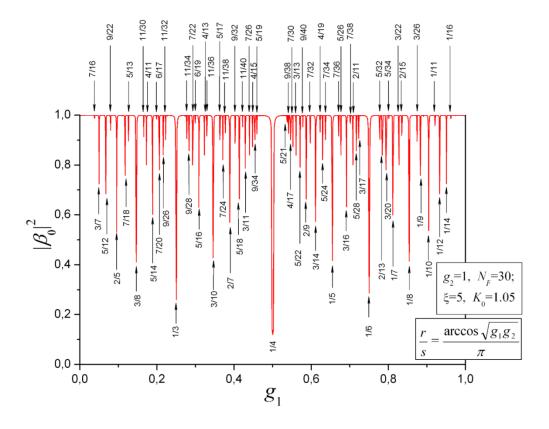


Рисунок 4 Зависимость $|\beta_0|^2$ от g_1 в условии одного плоского зеркала $g_2=1$. рисунок заимствован из работы [100].

Из графика видно, что в зависимости от несократимой дроби г/s доля мощности содержащейся в нулевой моде сильно разнится. Например, можно заметить, что более половины доли мощности лазерного излучения содержится вне нулевой моды в конфигурации соответствующей r/s=1/4, что соответствует полуконфокальной конфигурации резонатора. Кроме того показано, что с увеличением N_F количество проявившихся конфигураций с частотным вырождением возрастает.

На зеркале, расположенном рядом с АЭ с узким профилем усиления, распределение состоит из острого пика на вершине пьедестала. Для нечетных значений s профиль пучка на втором зеркале имеет схожую форму. С другой стороны, для четных s распределение амплитуды представляет набор колец. Распределение амплитуды в конфигурациях с частотным вырождением полностью повторяется за полный обход резонатора. Причем разность набега фаз кратна 2π для лагерр-гауссовых пучков.

Далее в работе [101] показано, что уменьшение диаметра накачки относительно гауссовой моды, в случае частотного вырождения мод, приводит к увеличению числа лагерр-гауссовых мод.

В работе [8] предложена оригинальная методика измерения астигматизма на основе эффекта синхронизации поперечных мод. Для плоско-сферического резонатора вследствие астигматизма в АЭ наблюдается расщепление конфигураций с частотным вырождением во взаимоперпендикулярных направлениях. В зависимости от разности длин резонатора в конфигурациях с частотным вырождением для ортогональных направлений можно определить оптическую силу астигматизма активного элемента. Далее в работе [94] показано теоретически и экспериментально, что помимо расщепления конфигураций с частотным вырождением в связи с астигматизмом,

наблюдается круговая асимметрия, которая исчезает при увеличении потерь или уменьшении длины резонатора.

Одной из основных энергетических характеристик лазера является пороговая мощность накачки. В работе [20] в условии продольной накачки гауссовым пучком пороговая мощность накачки:

$$P_{nop} = \frac{\pi h v_{\scriptscriptstyle H}}{2\sigma \eta_{\scriptscriptstyle H} \tau} (w^2 + \rho_{\scriptscriptstyle H}^2) (\frac{\delta}{2} + \alpha_i l_{\scriptscriptstyle A\Im} + \alpha_l l_{\scriptscriptstyle A\Im})$$
 (8)

где σ – сечение лазерного перехода, h – постоянная Планка, v_n – частота излучения накачки, τ – время жизни верхнего лазерного уровня η_n – эффективность накачки, ρ_n - радиус пятна накачки, w - радиус нулевой моды пустого, δ – суммарные потери на зеркалах резонатора, α_i – приведенные потери на неоднородностях, l_{A9} – длина АЭ, α_i – приведенные потери. Следовательно, при уменьшении радиуса пятна накачки - пороговая мощность накачки также уменьшается. Можно прийти к выводу, что для минимизации порога генерации нужно учитывать поперечные размеры излучения накачки Необходимо заметить, что синхронизация поперечных мод в приведенном выражении не учитывается, следовательно, это формула не пригодна для описания порога генерации при частотном вырождении мод в условии узкой продольной диодной накачке.

В работах [66, 90] показано, что в области с частотным вырождением r/s = 1/3 пороговая мощность накачки падает. Такое поведение связано с уменьшением профиля основной моды лазера относительно нулевой моды резонатора. Был сделан вывод, что происходит лучшее пространственное согласование накачки и основной моды в конфигурации резонатора с частотным вырождением. В работе [67] делается вывод, что в области с частотным вырождением вследствие многопроходных поперечных мод резонатора формируется более узкая перетяжка основной моды по отношению к радиусу нулевой моды. Так же показано, что в области с частотным

вырождением происходит резкое возрастание мощности генерируемого излучения. Данный вывод сделан и в работе [18]. Стоит отметить, что многопроходная мода в конфигурации резонатора с частотным вырождением является суперпозицией вырожденных мод [79].

Следующая работа [14] является логическим продолжением статей [15,26]. Методом Фокса-Ли [22], авторы рассчитали зависимость радиуса перетяжки в АЭ от длины резонатора лазера. Показано, что уменьшение пороговой мощности накачки в области с частотным вырождением мод резонатора связано с изменением профиля основной моды из-за синхронизации поперечных мод.

Авторы статьи [88] предлагают оригинальный метод измерения особенностей синхронизации поперечных мод лазера в условии продольной диодной накачке. Для каждой длины резонатор авторы определяли пороговую мощность накачки для различных Nd содержащих сред. Оказалось, что для разных сред имеется своя уникальная зависимость пороговой мощности накачки от длины резонатора. В конфигурации резонатора с частотным вырождением обнаружено падение пороговой мощности, а при небольшой отстройке значительный рост.

Одним из возможных применений эффекта синхронизации поперечных мод является метод определения тепловой линзы в активном элементе, рассмотренный в статье [43]. При изменении мощности накачки изменяется расположение конфигурации с частотным вырождением вследствие появления термолинзы, которая в свою очередь изменяет параметры резонатора g₁g₂. Определение сдвига конфигурации с частотным вырождением осуществлялось по максимальной генерируемой мощности на высших модах. Зная начальную и конечную длину резонатора и изменение мощности накачки легко пересчитать фокусное расстояние наведенной термолинзы. Ещё один метод определения конфигурации с частотным вырождением и вычисления термолинзы, основанный на измерении порога генерации, предложен в работе [110].

Другим возможным практическим применением лазерного излучения с пространственным распределением отличным от гаусса является манипуляция микрочастицами [34]. Это возможно путем внесения амплитудных и фазовых преобразователей на выходе лазерного излучения [81].

В работе [104] показано, что в режиме модуляции добротности пиковая мощность импульса зависит от пороговой инверсии и максимальной запасенной инверсии следующим образом:

$$P_{\scriptscriptstyle M} \sim \left[\frac{N_{\scriptscriptstyle M}}{N_{\scriptscriptstyle n}} - \ln \frac{N_{\scriptscriptstyle M}}{N_{\scriptscriptstyle n}} - 1 \right] \tag{9}$$

где $N_{\rm II}$ — пороговая инверсия, $N_{\rm M}$ — максимально запасенная инверсия, $P_{\rm M}$ — пиковая мощность.

Уменьшение радиуса пучка накачки должно приводить к увеличению максимальной запасенной инверсии, а в условии частотного вырождения мод резонатора уменьшается пороговая инверсия. Логично, что в работах [5, 91] была сделана попытка увеличения пиковой мощности в режиме модуляции добротности. Оказалось, что вблизи области с частотным вырождением мод резонатора при закрытом АОЗ лазер работает в непрерывном режиме на «обтекающих» световую апертуру АОЗ-модах высших порядков. Это в свою очередь мешало накоплению инверсии населенности. Но при достаточной отстройке полуконфокальной конфигурации OT возможно получение гигантских импульсов. Модовая структура излучения представлена на рисунке 5, позаимствованном из статьи [5].

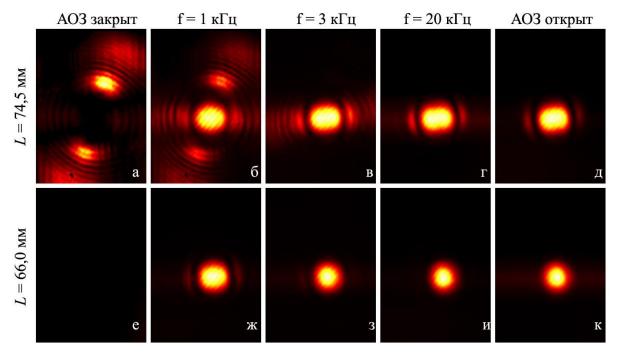


Рисунок 5 - Профиль пучка в лазере на основе кристалла Nd:YLF с акустооптическим модулятором, L=74,5 мм — область частотного вырождения мод, L=66,0 мм — область, отстроенная от частотного вырождения мод.

Ещё одно применение синхронизации поперечных мод резонатора предложено в работах [89, 110]. Путем выравнивания усиления для разных длин волн в кристалле Nd:YLF вблизи конфигурации с частотным вырождением была получена двухволновая генерация с линзоподобным АЭ.

Исследование литературы по теме диссертации показало, что изучение синхронизации поперечных мод проводилось только в непрерывном режиме или с акустооптическим затвором. К моменту начала диссертационной работы не была изучена возможность режима синхронизации поперечных мод при модуляции добротности пассивным затвором, осталось не выясненным влияние модуляции добротности электрооптическим затворами, а также не ясно как конфигурация резонатора влияет на генерационные характеристики лазера в условии синхронизации поперечных мод.

§ 1.2. Двухволновая генерация

Двухволновые лазеры применяются в различных областях техники [108, 107], таких как:

- оптическая связь,
- лидарные системы,
- повышение точности измерения лазерных радаров
- генерация суммарных и разностных частот

Как уже было сказано выше твердотельные лазеры с диодной накачкой имеют массу достоинств, малые габариты, большой срок службы, высокий КПД. Следовательно, разработка новых конструкций и методов генерации двух длин волн в одном лазере имеет большое значение для научно-технического развития.

Классически лазер генерирует только одну длину волны вследствие того, что усиление на одном переходе больше чем усиление на других и вся инверсия населенности снимается излучением с одной длиной волны. Для организации генерации нескольких лазерных переходов требуется применение разного рода специальных конструкций.

Существует несколько основных способов генерации двух длин волн в лазере:

- введение в резонатор дисперсионных элементов, обеспечивающих выравнивание коэффициентов усиления для различных длин волн генерации [64];
- реализация 2-х независимых резонаторов с одним общим зеркалом [77];
- использование температурной зависимости длины резонатора для настройки на две длины генерации [32, 9, 105]
- внутрирезонаторная генерация частот в нелинейных средах[103];
- изменение усиления для разных длин волн путем подбора длины резонатора в области частотного вырождения мод [89].

Необходимо остановиться на каждом методе подробнее.

Первое сообщение о двухволновой генерации было в работе [9] в кристалле Nd:YAG, который сейчас хорошо изучен и имеет большое количество возможных длин волн генерации.

После этого не только двухволновая, а также многоволновая генерация была получена в кристаллах Nd:YAG [50], Nd:YVO₄ [13], Nd: YAP [51], Nd:YLF [62], и Nd:GdVO₄ [25].

Один примеров близко ИЗ хороших генерации ДВУХ схемы расположенных длин волн 1064 нм и 1061,5 нм представлен в работе [32]. При нормальных условиях сечение усиления на 1064 нм ориентировочно в 2 раза больше, чем для 1061,5 нм. Но при охлаждении лазерного кристалла усиление для этих длин волн выравниваются и можно получить двухволновая генерацию. В работе [105] также была получена двухволновая генерация при продольной диодной накачке в Nd:YAG лазере, причем на грани активного элемента были нанесены зеркала. Из-за короткого резонатора была возможна генерация только нескольких продольных мод. Изменение температуры АЭ приводит к изменению длины резонатора и, следовательно, к изменению генерируемых продольных мод. Таким методом, подбирая температуру резонатора, можно добиться двухволновой генерации.

В работе [64] авторами была получена двухволновая генерация в твердотельном лазере с продольной лазерной диодной накачкой путем внесения в резонатор эталона Фабри-Перо. Путем наклона эталона Фабри-Перо и подстройки вносимых потерь для разных длин волн, удалось получить генерацию на двух длинах волн 1063,9 и 1061,3 нм с суммарной мощностью генерации 0,3 Вт.

Иногда бывает полезно [73] получить двухволновую генерацию на взаимоортоганальных поляризациях. Например, для генерации суммарных и разностных частот в нелинейных кристаллах с взаимодействием ое-е или ое-о [77].

Одним из широко используемых кристаллов является Nd:YLF. Основным его преимуществом по сравнению с кристаллом Nd:YAG являются в 2 раза большее временя жизни лазерного уровня [33]. Кроме того, такой кристалл обладает низкими термооптическими эффектами. Если сравнить Nd:YLF и Nd:YAG, то окажется, что тепловая линза Nd:YAG в несколько раз больше [42]. С другой стороны Nd:YLF является одноосным кристаллом если вырезать его в срезе a-cut, возможно получение генерации с разной поляризацией π σ-поляризация длинами 1047 1053 поляризация cволн И соответственно [33]. Вследствие того, что сечение усиления для о-поляризации в 1,5 раза меньше, чем для π -поляризации, для получения двухволнового режима генерации необходимо вносить дополнительные потери для поляризации или выравнивать усиление.

В работе [77] получена двухволновая генерация в кристалле Nd:YLF при условиях модуляции добротности акустооптическим затвором с продольной лазерной диодной накачкой. Был использован составной резонатор с одним общим входным зеркалом. Схема представлена на рисунке 6 (заимствован из работы [77]).

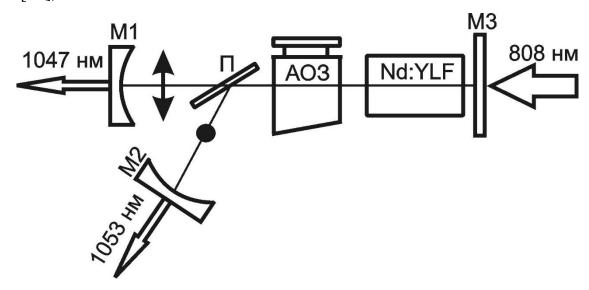


Рисунок 6 - Схема двухволнового лазера: П – поляризатор, М1, М2, М3 – зеркала резонатора, АОЗ – акустооптический затвор. Рисунок позаимствован из работы [77].

Вследствие внесения внутрь резонатора поляризационного делителя произошло распределение пучка ПО поляризации. Благодаря подбору коэффициента выходного зеркала для разных длин волн и небольшой разъюстировке одно из зеркал, удалось получить выравнивания добротности и получения двухволновой генерации. Была получена выходная мощность 1,8 Вт. С помощью данного лазера была получена генерация разностной частоты в нелинейном кристалле GaSe - 1,64 ТГц. Из недостатков данной схемы можно отнести использование дополнительного плеча в лазере и, следовательно, разнесение в пространстве лучей генерации с разными длинами волн, необходимость синхронизации импульсов.

В работах [116, 115] авторы добились двухволнового излучения в ванадат содержащих кристаллах. Была получена генерация в различных режимах: при синхронизации продольных мод, импульсный и непрерывный.

В статье [116] в качестве АЭ использовались кристаллы Nd:GdVO₄, Nd:YVO₄, и гибрид Nd:Gd $_{1-x}Y_xVO_4$. Как было показано, данные кристаллы имеют широкий спектр люминесценции, что позволяет с помощью, например, пластинки Фабри-Перро, фильтра Лио плавно перестраивать длину волны генерации, получить двухволновую генерацию или синхронизацию продольных мод.

Что бы подтвердить одновременность генерации двух длин волн авторы смешали излучение лазера в нелинейном кристалле КТР. Спектр представляет собой три пика в области зеленого спектра. Было показано, что кроме генерации суммарных частот основных длин волн была получена генерация и суммарной частоты разных длин волн.

Также было продемонстрированно, что при заклинении АЭ на небольшой угл, происходит изменение спектра люминесценции, что позволяет получить двухволновую генерацию.

В статье [115] показана возможная генерация на взаимоортоганальных поляризациях с разными длинами волн в кристаллах ванадатов, благодаря использованию составного резонатора с разделением поляризаций.

В работе [89] предложена оригинальная схема генерации двух длин волн в лазере с линзоподобным активным элементом Nd:YLF при продольной лазерной диодной накачке. Благодаря бифокальности кристалла в следствии двулучепреломления, наблюдается расщепление частотного вырождения мод для разных длин волн. Путем подбора длины резонатора, можно найти область выравнивая усиления и, следовательно, получение двухволновой генерации.

Представляет интерес работа [76], где произведена попытка получить двухволновое излучение с модуляцией добротности пассивным затвором в общим выходным составном резонаторе и одним зеркалом. столкнулись с трудностью совмещения импульсов, так как разное усиление на двух длинах волн приводит к разному времени развития генерации. В качестве выходи из сложившейся ситуации путем подбора мощности накачки был совмещен первый импульс на одной длине волны и второй импульс для другой. недостатку естественно ОНЖОМ отнести малую эффективность нестабильность генерации.

Ещё одним способом получения двухволновой генерации является генерация вынужденного комбинационного рассеяния. Исторический обзор можно найти в работе [102]. Из-за ограниченного набора лазерных переходов в материалах, существует потребность в новых источниках лазерного излучения с новыми длинами волн. Такие источники применяются в медицине, метрологии, дистанционном зондировании и генерации ТГц излучения [16]. Перспективным считается создание новых компактных источников лазерного излучения работающих на основе вынужденного комбинационного рассеяния ВКР [65, 44]. Одними из широко используемых ВКР-активных кристаллов является Nd:YVO₄ [30, 82]. Кроме непосредственной генерации на основном лазерном переходе в этом кристалле можно получить ВКР-самопреобразование.

В последнее время наиболее привлекательным способом для получения источника желтого света является генерация второй гармоники твердотельного ВКР-лазера на основе $Nd:YVO_4$ или $Nd:GdVO_4$ [46]. Основное преимущество ВКР-самопреобразования является компактность, в связи с тем отпадает

необходимость использовать отдельного комбинационного кристалла. Активный элемент таких лазеров в данном случае используется как нелинейная среда.

Для систем медицинского направления или лидарных, а также специальных применений востребованы источники ИК излучения, лежащие в области более 1.5 мкм [12]. Начиная с 1,5 мкм, лазерное излучение поглощается не сетчаткой, а поверхностными тканями глаза, что считается более безопасным.

Изучение литературных данных выявило, что получение новых методов двухволновой генерации имеет большую значимость. Была реализована оригинальная методика получения двухволновой генерации в области частотного вырождения мод резонатора в непрерывном режиме и режиме модуляции добротности. Но остался неизученным вопрос возможности получения двухволновой генерации с помощью пассивной модуляции добротности в этих же условиях. Кроме того, разработка лазеров с новыми длинами волн имеет большое значение для прикладных применений. Одним из перспективных способов получения новых длин волн - генерация стоксовых компонент ВКР-активных кристаллов. Нами не было обнаружено работ посвященных генерации ВКР в области частотного вырождения мод резонатора, что представляет значительный интерес в частности для снижения порога генерации.

§ 1.3. Генерация терагерцового излучения

Терагерцовые источники излучения, могут найти применения в:

- Радиолокационных системах сверхмалой дальности;
- Бесконтактном анализе медицинских препаратов, полимеров;
- Диагностике различных заболеваний;
- Спектроскопии;
- Юстировке оптических систем для астрономических целей;
- Мониторинге окружающей среды;

Нет четких границ терагерцового спектра излучения, обычно принято считать, что это диапазон между дальним инфракрасным излучением и микроволнами. При строгой оценке это диапазон, лежащий в пределах от 0.1 до 10 ТГц [38]. Облучая различные объекты терагерцовым излучением, можно получить информацию об их свойствах [75, 99]. В отличие от рентгеновского излучения, терагерцовое имеет существенное преимущество - отсутствие ионизирующего воздействия. Благодаря этому они могут стать безопасной альтернативой диагностическому медицинскому И промышленному рентгеновскому оборудованию. Так же терагерцовое излучение может найти применение в сфере безопасности [19]. Благодаря тому, что терагерцовое излучение лежит в области энергий колебательно-вращательных переходов молекул, оно может найти применение в бесконтактной диагностике препаратов [58], опасных и запрещенных веществ медицинских Когерентное терагерцовое излучение может найти применение в спектроскопии и лидарных системах. [4, 63]. На рисунке 7 представлены спектры поглощения некоторых веществ, взятые из работ [78, 38]

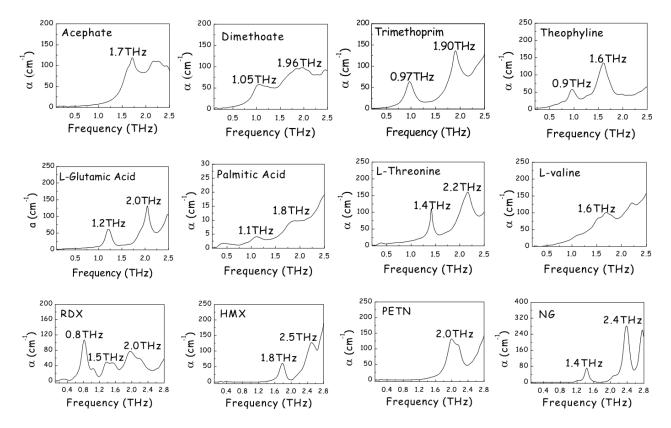


Рисунок 7 - Спектры поглощения некоторых веществ.

Как можно заметить некоторые взрывчатые вещества и аминокислоты имеют линии поглощения в области ТГц, что позволит их идентифицировать бесконтактным методом.

Наряду с множеством методов генерации ТГц излучения [38], оптические методы генерации являются одними из перспективных для создания компактных источников.

Оптические методы генерации терагерцового излучения:

- 1. Непосредственная генерация на переходах, лежащих в области ТГц [11].
- 2. Оптическое выпрямление фемтосекундных импульсов [75, 38, 114, 54].
- 3. Генерация разностной частоты в нелинейных элементах [52]

Использование фемтосекундных лазеров для генерации терагерцового излучения не получило большого распространения вследствие больших габаритов, дороговизны, высокой сложности и широкого спектра излучения. В настоящее время ведутся работы по созданию компактных источников ТГц излучения с узким спектром излучения. Работы, посвященные генерации ТГц

излучения оптическими методами в нелинейных кристаллах, начаты достаточно давно [71]. Возможность получения терагерцевого излучения с двумя независимыми лазерами показана в работах [41, 69].

Большие надежды возлагаются на метод генерации ТГц излучения посредством смешения двух длин волн в нелинейных кристаллах или в полупроводниковых эмиттерах, что позволит получить компактные, когерентные, надежные источники ТГц излучения. Например, в статьях [10, 32] применялись двухволновые полупроводниковые лазеры.

В работе [64] была получена генерация с частотой 0,7 ТГц и мощностью несколько нВт при использовании полупроводниковой антенны, удалось добиться преобразования двухволнового излучения в излучение с частотой 0,7 ТГц.

Изучение литературных данных выявило, что использование и разработка новых методов двухволновой генерации имеет большую значимость для генерации ТГц излучения. На данный момент не была реализована генерация ТГц при использовании оригинальной схемы двухволновой генерации в области частотного вырождения мод резонатора.

§ 1.4. Выводы к главе

Представляется целесообразным провести детальные исследования влияния модуляции добротности пассивным затвором на генерационные характеристики лазера в условии синхронизации поперечных мод. Интерес представляет сама возможность осуществления режима синхронизации поперечных мод при модуляции добротности пассивным затвором.

Представляется также интересным исследование возможности реализации двухволновой генерации при пассивной модуляции добротности резонатора.

Представляется целесообразным провести исследования генерации ВКР в области частотного вырождения поперечных мод резонатора.

Представляется перспективным использование двухволнового лазера с диодной накачкой для реализации компактного источника ТГц излучения по схеме генерации разностной частоты в нелинейном кристалле.

Глава 2. Исследование генерационных характеристик в Nd:YLF лазере с пассивным затвором Cr^{4+} :YAG в условиях синхронизации поперечных мод

Как было отмечено выше при синхронизации по перечных мод в твердотельных лазерах с продольной диодной накачкой в областях вырождения порог генерации снижается, а в пространственной структуре излучения наблюдается большое число поперечных мод с высокими пространственными индексами, т.е. профиль пучка на выходе имеет структуру большого количества концентрических колец. При этом в распределении излучения генерации по резонатору происходит его концентрация в приосевой области в определенных областях резонатора [100]. Возникают вопросы: повлияет ли это существенным работу просветляющегося фильтра образом И на генерационные характеристики лазера? Будет ли проявляться синхронизации поперечных мод в лазерах с пассивной модуляцией добротности? Известно, что пассивный затвор подчёркивает нулевую моду резонатора [57], что в свою очередь может привести к большим потерям для высших мод и срыву синхронизации поперечных мод.

§ 2.1. Схема эксперимента

Чтобы были ответить на поставленные вопросы, выполнены экспериментальные исследования генерационных характеристик твердотельного лазера на кристалле Nd:YLF с пассивным затвором Cr:YAG в условиях синхронизации поперечных мод. Схема экспериментальной установки приведена на рисунке 8.

Nd:YLF Лазер

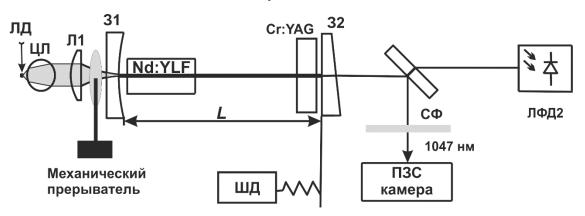


Рисунок 8 - Схема эксперимента лазера с пассивной модуляцией добротности, где слева направо лазерный диод (ЛД), цилиндрическая линза (ЦЛ), сферическая линза (Л1), входное зеркало накачки (З1), активный элемент (Nd:YLF), пассивный затвор (Cr:YAG), выходное зеркало резонатора (З2), светофильтр (СФ), длина резонатора (L), шаговый двигатель (ШД), Лавинный фотодиод (ЛФД2).

В качестве активного элемента лазера был выбран кристалл Nd:YLF (иттрий-литиевый фторид $YLiF_4$) c ориентацией [100]. достоинствами данного кристалла по сравнению с другими Nd содержащими кристаллами являются: налаженное производство и доступность, высокое качество, хорошая теплопроводность, большое время жизни верхнего рабочего уровня. Диаметр АЭ составлял 4 мм, а длина 10 мм. Грани активного элемента были просветлены на длину волны генерации 1047 нм и накачки ЛД 808 нм. Внутрь резонатора был помещен широко используемый и легкодоступный пассивный затвор Cr^{4+} : YAG длиной 1.45 мм с начальным пропусканием ІТ=80%. Плоскопараллельные грани затвора просветлены на длину волны генерации.

Предварительно, с использованием программы «reZonator» осуществлялся матричный расчет резонатора. Рассчитанная каустика гауссовой моды по длине резонатора представлена на рисунке 9.

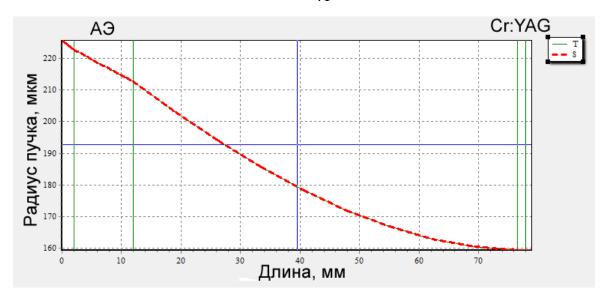


Рисунок 9 - Каустика излучения в резонаторе.

Плоско-вогнутое сферическое Зеркало 31 с радиусом кривизны 150 мм дихроично - глухое на длине волны генерации (1047 нм) и просветлено на длину волны накачки (806 нм). Зеркало 32 — плоское с небольшим клином для предотвращения паразитных отражений. Выходная грань просветлена на длину волны генерации, а другая имела зеркальное покрытие с коэффициентом отражения 96%.

В качестве был мощный источника накачки использован полупроводниковый лазер с улучшенными характеристиками на основе полупроводниковой наногетероструктуре изготовленный ФИАН технологии, разработанный в НИЯУ МИФИ при поддержке Минобрнауки РФ, соглашение № 14.575.21.0047. Уникальный идентификатор прикладных научных исследований (проекта) RFMEFI57514X0047. Снимок лазерного диода смонтированного на теплоотводе C-mount представлен на рисунке 10.

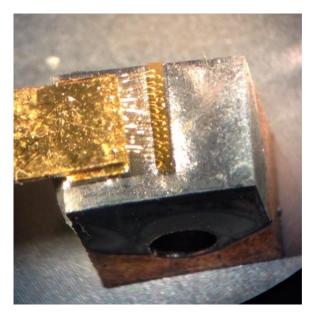


Рисунок 10 - Лазерный диод 808 нм C-mount

Максимальная мощность излучения лазерного диода в непрерывном режиме на длине волны 808 нм составляла 10 Вт. Типичная Ватт-амперная характеристика ЛД представлена на рисунке 11.

Ватт-Амперная Характеристика

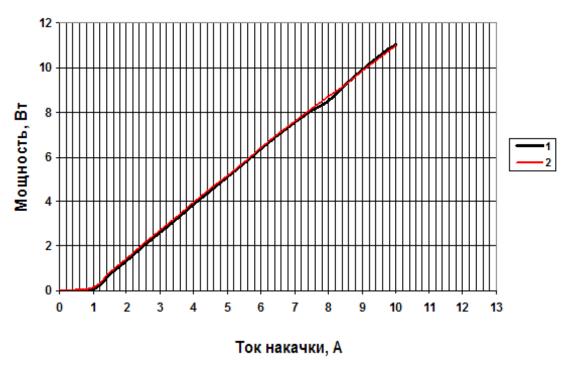


Рисунок 11 — Ватт-амперные характеристики образцов диодных лазеров с длиной волны излучения 808 нм.

Данный лазерный диод имеет высокие эксплуатационные характеристики: надёжность, продолжительный срок службы, малые габариты, высокий КПД. Перспективы использования подобного ЛД очевидны. В дальнейшем это позволит разработать компактный лазер с продольной диодной накачкой со сроком службы до 10000 часов.

В связи с тем, что максимум спектра излучения ЛД зависит от его температуры примерно, как 0.3 нм/К [92], он был установлен на теплоотводящий элемент Пельтье. Это позволяет не только отводить избытки тепла от ЛД, но и подстраивать максимум излучения под полосу поглощения используемого активного элемента. Ток лазерного диода устанавливался с точностью до 0,01 А с помощью блока питания фирмы Newport модель 5600.

Для обеспечения синхронизации поперечных мод резонатора диаметра пятна накачки в активном элементе должен быть заведомо меньше диаметра нулевой моды резонатора. Оптическая схема фокусирующей системы и резонатор лазера были рассчитаны в программе «reZonator 1.5» [27]. Ход лучей для сагиттальной и тангенциальной плоскостей излучения лазерного диода представлен на рисунке 12.

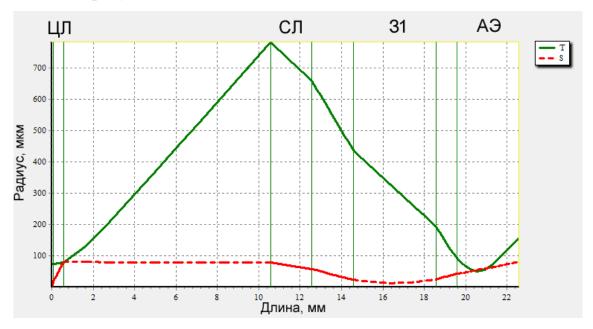


Рисунок 12 - Ход лучей излучения лазерного диода для сагиттальной и тангенциальной плоскостей

В связи с особенностями полупроводниковой структуры, выходная апертура которого имеет габариты 2х150 мкм, излучение ЛД имеет разную расходимость во взаимо-перпендикулярных направлениях. Расходимость вдоль короткой грани 2 мкм (по быстрой оси) составляет 35 градусов, а вдоль длинной 150 мкм (по медленной оси) 8 градусов. Для фокусировки излучения в торец активного элемента использовалась комбинация цилиндрической (ЦЛ) и сферической линз (Л1). Цилиндрическая линза уменьшает расходимость излучения ЛД по быстрой оси, а в свою очередь сферическая линза фокусирует всё излучение в активный элемент. Обе линзы были просветлены на длину волны накачки 808 нм и, дополнительно, СЛ имела отражающее покрытие на длине волны генерации 1047 нм, что позволило защитить ЛД от паразитного излучения лазера.

Как можно видеть из графиков акустик. Диаметр нулевой моды резонатора со стороны кристалла составляет 450 мкм, а диаметр накачки в области АЭ составил 120 мкм.

. Следовательно, отношение диаметра нулевой моды резонатора к диаметру накачки составляет 3.75, что позволяло нам получать ярко выраженную синхронизацию поперечных мод.

Кроме того, для уменьшения термооптических эффектов в АЭ, между ЛД и кристаллом Nd:YLF был размещен механический прерыватель со скважность 1:20. Это не влияло на генерационные характеристики лазера, но позволяло избегать значительных термооптических искажений.

Для регистрации генерационных характеристик лазера использовался лавинный фотодиод ЛФД-2 с быстродействием до 1 нс, подключенный к осциллографу Tektronix TDS 4032 с полосой пропускания 350 МГц.

Профиль пучка лазера наблюдался на расстоянии ~30 см от выходного зеркала с помощью ПЗС камеры THORLABS BC106-VIS (чувствительность 300-1100 нм). Ослабление интенсивности излучения осуществлялось с помощью отражения от плоскопараллельной грани эталонной пластины из стекла К8. Так же перед камерой были установлены светофильтры марки ИКС7

для отрезания излучения накачки и марок НС8, НС9, НС10 поочередно для регулировки падающей мощности генерации и предотвращения повреждения камеры.

Для изменения параметра g_1g_2 выходное зеркало 32 и пассивный затвор Cr:YAG были закреплены на трансляционный столик с шаговым двигателем производства Standa, что позволило регулировать длину резонатора L в пределах от 50 мм до 140 мм с точностью 1 мкм, т.е. параметр резонатора g_1g_2 изменялся практически от 0 до 0,7. Для управления столиком с шаговым двигателем, камерами и блоком питания лазерного диода, а также для частичной автоматизации экспериментов, была написана специализированная программа в среде Labview, интерфейс которой представлен на рисунке 13, что позволило облегчить трудоемкий процесс ручной перестройки длины резонатора и увеличить точность измерений.

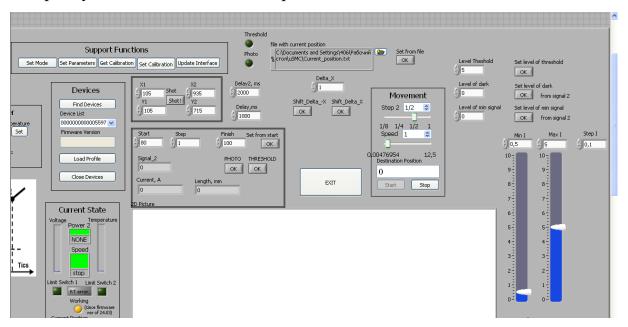


Рисунок 13 - Интерфейс программы для управления шаговым двигателем, блоком питания ЛД и камерой написанной в среде Labview.

§ 2.2. Экспериментальные исследования характеристик лазера с пассивным затвором при синхронизации поперечных мод

В эксперименте исследовалась зависимость порога генерации лазера с пассивным затвором от длины резонатора. Варьирование длины резонатора от

50 до 140 мм, соответствует значениям g_1 g_2 от 0 до 0,7. Измерение порогов генерации осуществлялось путем подстройки тока накачки ЛД, а наличие генерации фиксировалось с помощью ПЗС камеры.

Прецизионный столик линейного перемещения Standa и стабильный источник тока Newport позволили получить с достаточной точностью зависимость порога генерации от длины резонатора, представленную на рисунке 14.

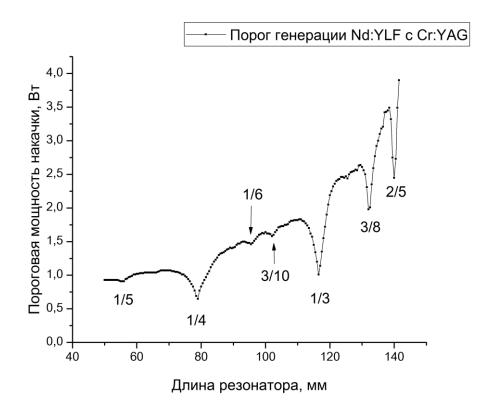


Рисунок 14 - Зависимость пороговой мощности накачки Nd:YLF кристалла от длины резонатора с Nd:YLF при выходном зеркале R=96% на длине волны 1064 нм и затвором у зеркала IT=0.8

Видно, что в областях частотного вырождения мод резонатора, где r/s равно 1/5, 1/4, 1/6, 3/10, 1/3, 3/8 и 2/5, наблюдается падение пороговой мощности накачки. Наблюдались зависимости порога характерные для непрерывного лазера [88]. При этом области синхронизации заметно шире, что связано с дополнительными потерями, вносимыми в резонатор пассивным затвором [101]. Оказалось, установка в резонатор пассивного затвора с

начальным пропускание 80% не нарушает эффектов синхронизации поперечных мод резонатора вблизи частотного вырождения мод.

Была измерена зависимость длительности импульса генерации от длины резонатора с помощью лавинного фотодиода ЛФД-2, представленная на рисунке 15.

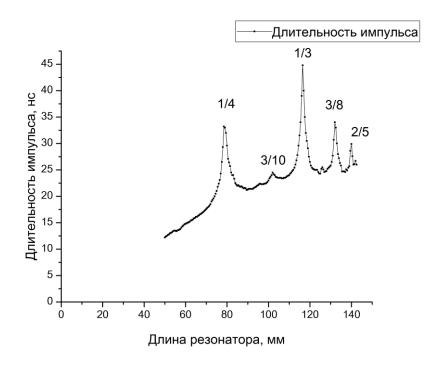


Рисунок 15 - Длительность импульса генерации 1047 нм от длины резонатора. Выходное зеркало R=96% на длине волны 1047 нм и затвором Cr:YAG с начальным пропусканием IT=0.8

Можно отметить, синхронизация поперечных мод резонатора существенным образом влияет на длительность импульсов вблизи частотного вырождения мод. Это можно связать с ростом усиления в областях синхронизации поперечных мод, и снижением порога просветления пассивного затвора, что в свою очередь приводило к снижению амплитуды импульсов, представленных на рисунке 16, и уменьшению периода следования импульсов (увеличению частоты), рисунок 17.

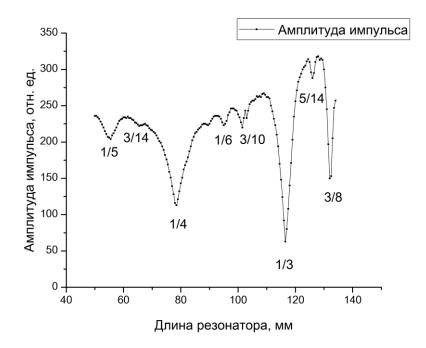


Рисунок 16 - Амплитуда импульсов с Nd:YLF при выходном зеркале R=96% на длине волны 1047 нм и затвором Cr:YAG с начальным пропусканием IT=0.8

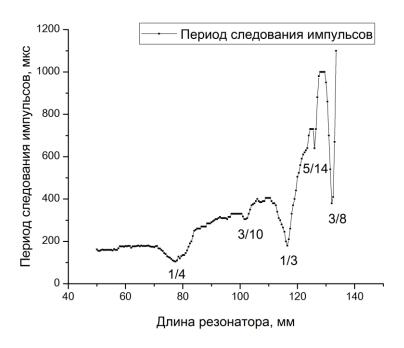


Рисунок 17 - Период следования импульсов с Nd:YLF при выходном зеркале R=96% на длине волны 1047 нм и затвором Cr:YAG с начальным пропусканием IT=0.8

На основании вышесказанного можно заключить, что синхронизация поперечных мод резонатора в лазерах с пассивным затвором приводит к существенному изменению генерационных характеристик, таких как порог генерации, амплитуда, длительность и частота импульсов. При проектировании приборов с продольной диодной накачкой с пассивным затвором необходимо рассчитывать конфигурации резонатора и выбирать значение параметра g_1g_2 .

§ 2.3. Выводы к главе

В твердотельных лазерах с продольной диодной накачкой с модуляцией добротности резонатора пассивным затвором в областях синхронизации поперечных мод наблюдается падение порога генерации и одновременно резкое увеличение длительности импульса излучения, уменьшение пиковой мощности и увеличение периода следования импульсов, вызванные падением порога просветления пассивного затвора при росте усиления.

Глава 3. Двухволновая генерация вблизи частотного вырождения мод

В статье [88] отмечалось, что в условии термической нагрузки в областях синхронизации поперечных мод в лазерах с продольной диодной накачкой наблюдается резкий рост порога генерации. Причем, для разных кристаллов рост порога асимметричен, относительно критических конфигураций и для различных кристаллов может быть как слева от критической конфигурации, так и справа по длине резонатора. Этот эффект не был достаточно хорошо изучен и объяснен. Возникает вопрос: будит ли этот эффект наблюдаться в лазерах с модуляцией добротности пассивным затвором?

Основные результаты данной главы были опубликованы в статьях [6, 88, 86, 87].

§ 3.1. Схема эксперимента

Для проверки и изучения эффекта роста порога была использована уже собранная экспериментальная установка, представленная на рисунке 8. Схема экспериментальной установки представлена на рисунке 18.

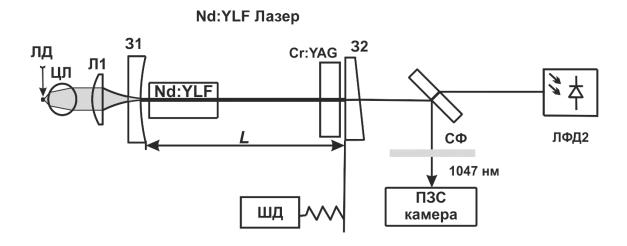


Рисунок 18 - Схема эксперимента лазера с пассивной модуляцией добротности, где слева направо лазерный диод (ЛД), цилиндрическая линза (ЦЛ), сферическая линза (Л1), входное зеркало накачки (З1), активный элемент

(Nd:YLF), пассивный затвор (Cr:YAG), выходное зеркало резонатора (32), светофильтр (СФ), длина резонатора (L), шаговый двигатель (ШД), Лавинный фотодиод (ЛФД2).

Основным отличием от предыдущей схемы эксперимента было наличие механического прерывателя. Для исследования термооптических эффектов вблизи частотного вырождения мод резонатора, опто-механический прерыватель не использовался.

Внутрь резонатора были поочередно помещены пассивные затворы $Cr_4+:YAG$ с разными начальными пропусканиями. Параметры пассивных затворов представлены в таблице 1.

Таблица 1 - Характеристики пассивных затворов Cr4+: YAG.

Начальное пропускание Cr:YAG	Габаритные размеры, мм
97.16%	ø6x0.7
93.98%	5x5x1.3
89.04%	ø5x1.4
86.75%	ø5x1.6

Все затворы были просветлены на длине волны генерации.

§ 3.2. Двухволновая генерация

Как и в предыдущей главе, последовательно изменяя длину резонатора от 50 мм до 140 мм, измерялся порог генерации, путем подстройки тока накачки ЛД. Были получены зависимости пороговой мощности накачки от длины резонатора, представленные на рисунке 19.

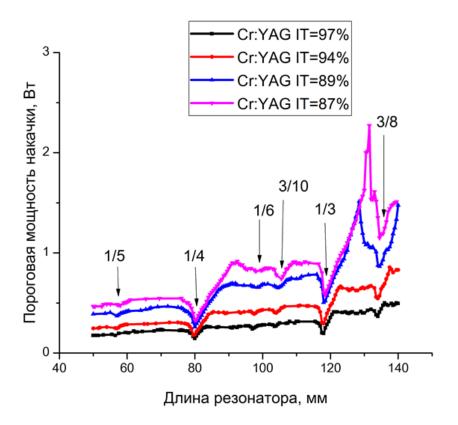


Рисунок 19 - Зависимость пороговой мощности накачки в зависимости от длины резонатора для разных пассивных затворов Cr:YAG IT = 97%, 94%, 89% и 87%

Видно, что в областях частотного вырождения мод резонатора, где r/s равно 1/5, 1/4, 1/6, 3/10, 1/3 и 3/8 наблюдается падение пороговой мощности накачки, что связано с синхронизацией поперечных мод резонатора. Но вблизи в областях частотного вырождения мод, где r/s равно 1/4, 3/10, 1/3 и 3/8, по мере увеличения остаточных потерь пассивного затвора, т.е. увеличения тока накачки, наблюдается рост пороговой мощности накачки. Это связано с наличием термооптических эффектов, которые подавлялись в предыдущем эксперименте за счет использования механического прерывателя.

Использовав, численную модель [100] с помощью метода Фокса-Ли [22] рассчитаны изменения порога генерации в зависимости от длины резонатора, представленные на рисунке 20.

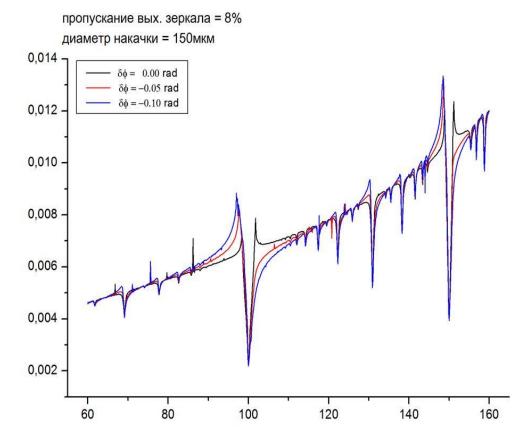


Рисунок 20 - Зависимость порога от длины резонатора в условиях фазовых искажений активной среды

В качестве имитации термооптических искажений в модель был введен фазовый экран (формула 10)

$$\Delta \varphi_a(r) = A \exp\left(-\xi^2 \frac{r^2}{w_{AC}^2}\right) \tag{10}$$

где ϕ_a - фазовые искажения, A – амплитуда, ξ – степень неоднородности накачки, r – радиус, w_{AC} – радиус накачки.

Видно, что при фазовых искажения $\delta \phi = 0$ у нас наблюдается уже известная зависимость пороговой мощности накачки от длины резонатора с провалами в областях частотного вырождения мод. Однако при $\delta \phi = -0.05$, $\delta \phi = -0.10$ наблюдается рост пороговой мощности накачки слева от минимумов порога генерации, соответствующих конфигурациям частотного вырождения мод.

Асимметрия зависимостей порогов генерации в твердотельных лазерах с продольной диодной накачкой в областях синхронизации поперечных мод обусловлена знаком фазовых искажений активной среды.

На основе вышеизложенного и на основе приведенных в статьях [1, 87] пороговых зависимостей можно утверждать, что в активных элементах Nd:YAG, Nd:YAG керамика, Nd:GGG, Nd:Glass в областях синхронизации поперечных мод наводятся отрицательное фазовое искажения активной среды, а для кристалла Nd:YLF - положительные фазовые искажения.

Данный эффект может быть положен в основу реализации двухволновой генерации. Так как усиление для длины волны 1047 нм примерно в полтора раза больше усиления на длине волны 1053 нм, можно предположить, преимущественно должно генерироваться излучение с длиной волны 1047 нм. Однако в действительности это не всегда реализуется. Например, на рисунке 21 представлено схематическая зависимость пороговой мощности накачки в зависимости от длины резонатора вблизи частотного вырождения мод резонатора для длин волн генерации 1047 и 1053 нм.



Рисунок 21 - Схематическая зависимость пороговой мощности накачки в зависимости от длины резонатора вблизи частотного вырождения мод резонатора для длин волн генерации 1047 и 1053 нм.

Как видно, вследствие фазовых искажений вблизи частотного вырождения мод резонатора происходит пересечение порогов генерации для этих длин волн, что подтверждается экспериментальной зависимостью доли мощности генерации, приходящейся на излучение лазера с длиной волны 1047 нм от длины резонатора, представленной на рисунке 22

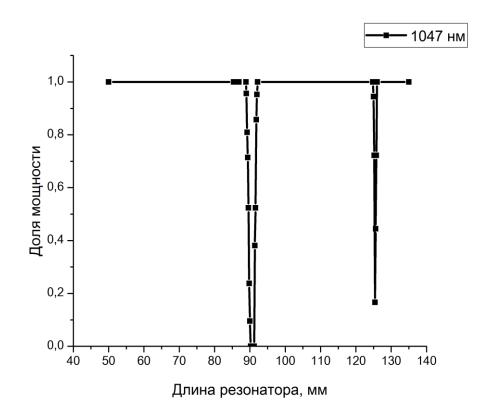


Рисунок 22 - Доля мощности содержащейся в излучении лазера на длине волны 1047 нм в зависимости от длины резонатора

Из полученной экспериментально зависимости видно, что вблизи конфигураций с r/s равных 1/4 и 1/3, одних из наиболее ярких конфигураций синхронизации поперечных мод, наблюдается переключение длины волны генерации на 1053 нм.

На рисунке 23 представлена доля мощности содержащейся в излучении лазера на длинах волн 1047 и 1053 нм в зависимости от длины резонатора в увеличенном виде.

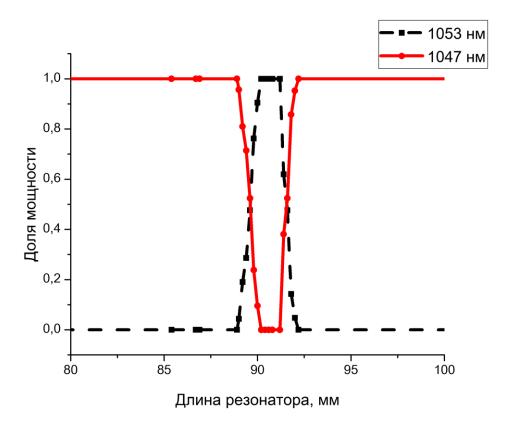


Рисунок 23 - Доля мощности содержащейся в излучении лазера на длинах волн 1047 и 1053 нм в зависимости от длины резонатора

Видно, что при длине резонатора L=90 мм может быть получена двухволновая генерация. Причем механизм двухволновой генерации в Nd:YLF-лазерах с продольной диодной накачкой в режиме модуляции добротности пассивным затвором обусловлен выравниванием усилений на длинах волны 1047 нм и 1053 нм путем выбора длины резонатора в области, где фазовые искажения активной среды, вызванные термооптикой, приводят к падению усиления на длине волны 1047 нм.

С помощью призмы Глана, используемой для разведения по направлениям двух длин волн с ортогональными поляризациями, и двух приемников ЛФД-2 измерены в реальном времени временные характеристики импульсов генерации на каждой из волн, представленные на рисунке 24.

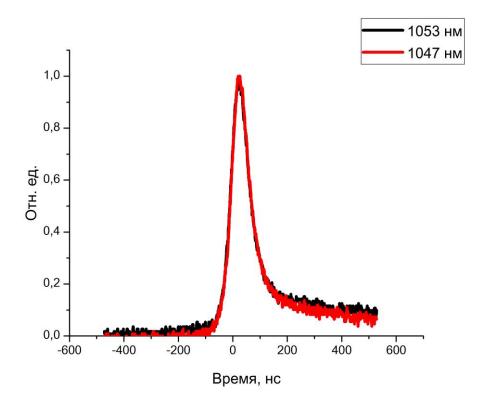


Рисунок 24 - Формы импульсов для длин волн генерации 1047 нм и 1053 нм

Для того чтобы дополнительно удостовериться в одновременной генерации разных длин волн одновременно, излучение лазера фокусировалось с помощью линзы с фокусным расстоянием 200 мм на нелинейный кристалл КТР. Путем подбора угла фазового синхронизма были получены не только суммарные частоты генерации от излучения 1047 нм и 1053 нм по отдельности, но и суммарная частота генерации от 1047 нм и 1053 нм. Спектры излучений для разных суммарных частот представлены на рисунке 25.

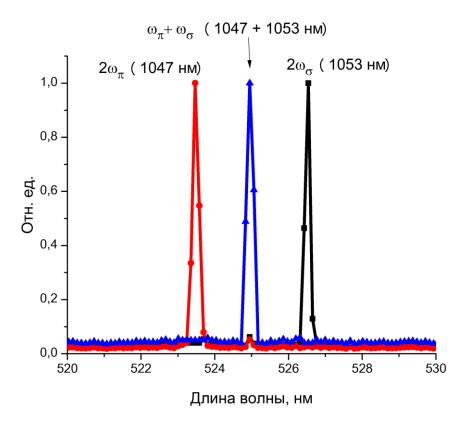


Рисунок 25 - Спектр излучения для разных суммарных частот.

На этом же принципе получения двухволновой генерации в соавторстве в работе [86], измерены пороговая мощность накачки в зависимости от длины резонатора для разных поляризаций π- 1047 нм и σ-1053 нм при установке в резонатор брюстеровского поляризатора, рисунок 26. Нужно отметить, что для длины волны 1047 нм были сняты две пороговые зависимости с механическим прерывателем и без, моделирующие наложение и снятие тепловой нагрузки.

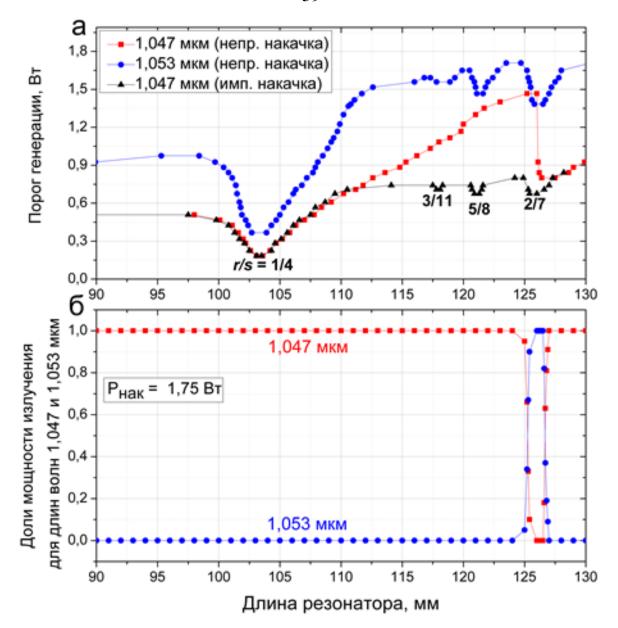


Рисунок 26 - (а) Пороговая мощность накачки для 1053 нм, 1047 нм с механически прерывателем и 1047 нм без механического прерывателя в зависимости от длины резонатора; (b) мощности излучения длин волн 1047 и 1053 нм от длины резонатора. 31=200 мм

Как можно заметить при длине резонатора L=126 мм наблюдается переключение длины волны с 1047 нм на 1053 нм. Можно подобрать такую длину резонатора, когда мощность излучения для 1053 нм и 1047 нм будет одинаковой, что позволит получить двухволновую генерацию. Введение в резонатор АОЗ принципиально не изменяет поведение переключения.

Такой способ получения двухволновой генерации выглядит как наиболее простой и эффективный, а метод получения излучения ТГц диапазона за счет

генерации разностной частоты такого двухволнового лазера в нелинейном кристалле представляется перспективным для практического использования.

На этом принципе был разработан двухволновый твердотельный лазер с акустооптическим затвором, представленный на рисунке 27.

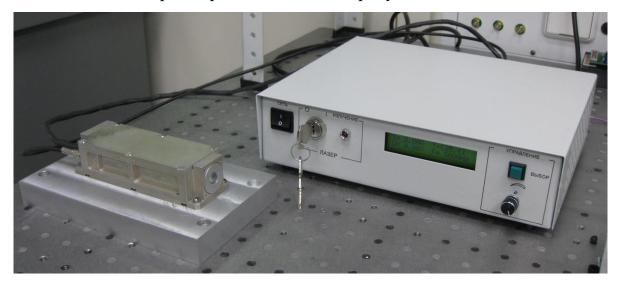


Рисунок 27 - Экспериментальный образец двухволнового твердотельного лазера на кристалле Nd:YLF с блоком питания.

Основные генерационные характеристики двухволнового твердотельного лазера на Nd:YLF с продольной диодной накачкой с модуляцией добротности резонатора акустооптическим затвором представлены в таблице 2.

Таблица 2 - Генерационные характеристики двухволнового твердотельного лазера на Nd:YLF

непрерывный режим работы:	
Длина волны генерации:	1047 и 1053 нм
мощность в непрерывном режиме	до 1.8 Вт
Соотношение мощностей для разных	50%/50%
длин волн	
Стабильности мощности	около 1 %
поляризация	линейная, взаимоортоганальная
	для 1047 и 1053 нм

диаметр пучка на выходном зеркале	0.3 мм
пространственное качество пучка	$M^2 < 1.2$
импульсный режим работы:	
средняя мощность	1.5 Bt
энергия в импульсе излучения	0.5 мДж
длительность импульса	12 нс
стабильность энергии в импульсе	1 %
излучения	
пространственное качество пучка	$M^2 < 1.2$

§ 3.3. Выводы к главе

Механизм двухволновой генерации в Nd:YLF-лазерах с продольной диодной накачкой в режиме модуляции добротности как акустооптическим, так и пассивным затвором обусловлен выравниванием усилений на длинах волны 1047 нм и 1053 нм путем выбора длины резонатора в области, где фазовые искажения активной среды, вызванные термооптикой, приводят к падению усиления на длине волны 1047 нм.

Был разработан двухволновый лазер с акустооптическим затвором с длинами волн 1047 нм и 1053 нм, пиковой мощность 8 кВт на каждой и длительностью импульса 12 нс.

Асимметрия зависимостей порогов генерации в твердотельных лазерах с продольной диодной накачкой в областях синхронизации поперечных мод обусловлена знаком фазовых искажений активной среды вследствие термооптики.

Глава 4. Исследование вынужденного комбинационного рассеяния в лазере с продольной диодной накачкой при синхронизации поперечных мод

Использование временного комбинационного рассеяния (ВКР) в лазерах с диодной накачкой является эффективным методом, позволяющим значительно расширить спектр генерируемых лазерных частот [118].Ясно, использование ВКР позволяет получить двухволновое лазерное излучение и существенно расширить спектр генерируемых ТГц частот. Эффективность генерации Стоксовой компоненты излучения зависит от плотности мощности основной частоты излучения. В твердотельных лазерах с продольной диодной накачкой при синхронизации поперечных мод, когда поле излучения концентрируется в приосевой области, его интенсивность может значительно превышать интенсивности излучения В областях, где синхронизация поперечных мод отсутствует [100]. Поэтому, представляется интересным и с научной, и с практической точки зрения исследовать ВКР в условии частотного вырождения мод основной длины волны генерации.

Основные результаты данной главы были опубликованы в статье [85].

§ 4.1. Схема эксперимента

Схема установки, использовавшейся для изучения ВКР в случае синхронизации поперечных мод, представленная на рисунке 28. Схема подобна схеме, приведенной на рисунке 12, но с некоторыми особенностями, которые будут отмечены ниже.

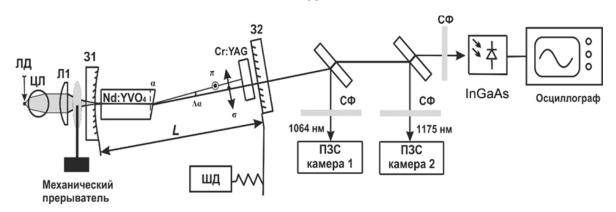


Рисунок 28 - Схема эксперимента лазера с пассивной модуляцией добротности, где слева направо лазерный диод (ЛД), цилиндрическая линза (ЦЛ), сферическая линза (Л1), входное зеркало накачки (З1), активный элемент (Nd:YVO₄), пассивный затвор (Cr:YAG), выходное зеркало резонатора (З2), светофильтры (СФ), длина резонатора (L), шаговый двигатель (ШД), фотодиод (InGaAs), Осциллограф (Tektronix MDO4104-3).

В качестве активного элемента использовался перспективный кристалл Nd:YVO₄. Кроме уже широко известных его достоинств, как доступность на рынке, высокое качество, большой процент возможного допирования неодимом вплоть до 5 %, большое сечение усиления, высокая теплопроводность, он является ВКР активным кристаллом. Следовательно, с помощью данного кристалла можно получить внутрирезонаторную генерация как основной длины волны 1064 нм, так и генерацию на стоксовой компоненте 1175 нм. Габаритные размеры Nd:YVO₄ составляли 3х3х8 мм. Грани АЭ были просветлены на длины волн генерации 1064 нм и 1175 нм. Дополнительно, для возможности получения генерации на π и σ поляризации, на активном элементе одна грань закошена на небольшой угол α. Вследствие двулучепреломления π и σ поляризации выходят из кристалла под разными углами, что позволяет простым поворотом выходного зеркала на небольшой угол Δα получить генерацию на необходимой поляризации. Как уже отмечалось, данная оригинальная схема генерации была использована в работе [117].

Эффективность работы пассивного затвора в лазере можно ценить с помощью выражения 11.

$$\frac{\ln(1/T_0^2)}{\ln(1/T_0^2) + \ln(1/R) + L} \frac{\sigma_{gs}}{\sigma} \frac{A}{A_s} \gg \frac{\gamma}{1 - \beta}$$
 (11)

где A — эффективная площадь перетяжки пучка в активной среде; A_s — эффективная площадь перетяжки пучка в модуляторе; T_0 — начальное пропускание затвора; R — коэффициент отражения выходного зеркала; σ — сечение усиления активной среды; σ_{gs} — сечение поглощения пассивного затвора; γ - инверсионный коэффициент; β — отношение сечения поглощения из основного состояния к сечению поглощения из возбужденного состояния в пассивном затворе.

В работах [68, 17, 117] было показано, что при прочих равных условиях отношение сечения поглощения пассивного затвора к сечению усиления активной среды $\sigma_{\rm gs}/\sigma$ определяет эффективность генерации с пассивным затвором. Например, генерация на кристалле Nd:YVO₄ с пассивной модуляцией добротности более эффективна при использовании σ поляризации, что связано с меньшем сечением усиления для этой поляризации, большему времени накопления инверсии населенности и следовательно большей пиковой мощности.

Зеркало 31 было плоско-вогнутое зеркало с радиусом кривизны 150 мм, на грань которого было нанесено дихроичное покрытие с просветление на длину волны накачки 808 нм и глухое - 99,9% на длины волн генерации - 1064 нм и стоксовой компоненты - 1175 нм.

Зеркало 32 — плоское, с коэффициентом отражения входной грани 99,9% на 1064 нм и 96% на 1175 нм, а выходная грань просветлена на основной длине волны генерации и на длине волны стоксовой компоненты.

ПЗС камеры 1 - THORLABS BC106-VIS имеет чувствительность в пределах 300-1100 нм, по этой причине для наблюдения первого стоксова сдвига была дополнительно установлена ПЗС камеры 2 BeamOn VIS-NIR с чувствительностью 350-1310 нм.

В качестве фотоприемника излучения был использован DET08M на основе InGaAs производства компании Thorlabs, с постоянной времени 150 пс.

Спектральная чувствительно приемника лежит в области 800-1700 нм. Запись временных характеристик импульса осуществлялась с помощью запоминающего осциллографа MDO4104-3 фирмы Tektronix с полосой пропускания 3 ГГц.

§ 4.2. Исследование вынужденного комбинационного рассеяния

Измерение зависимости порога генерации otдлины резонатора осуществлялось при последовательном изменении длины резонатора от 50 мм до 140 мм с шагом 0.1 мм. Для каждого значения длины резонатора определялось значение тока накачки ЛД, при котором фиксировалось появление генерации на длине волны основного излучения либо стоксовой ПЗС соответствующей камере. По компоненты на предварительно откалиброванной Ватт-Амперной характеристике накачки порог генерации приводился к поглощенной мощности накачки. Измерение порогов генерации осуществлялось при расположении пассивного затвора у выходного зеркала 32.

Были получены зависимости пороговой мощности накачки от длины резонатора для основной длины волны 1064 нм и стоксовой компоненты 1175 нм, которые представлены на рисунке 29.

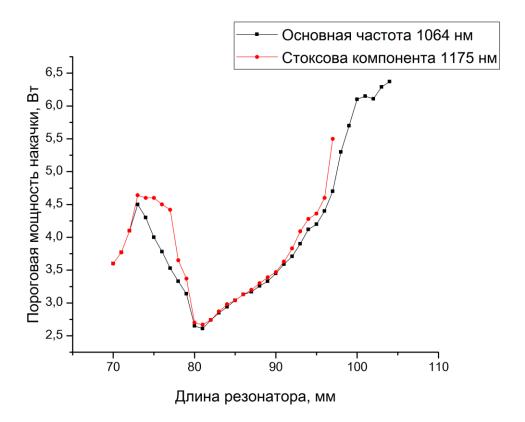


Рисунок 29 - Зависимость пороговой мощности накачки $Nd:YVO_4$ кристалла от длины резонатора для основной длины волны 1064 нм и стоксовой компоненты 1175 нм.

При длине резонатора L=80 мм, что соответствует полуконфокальной конфигурации (r/s=1/4), наблюдается падение порога генерации, что свидетельствует о синхронизации поперечных мод резонатора. Нужно отметить, зависимость порога генерации стоксовой компоненты практически совпадает с зависимостью порога генерации основного излучения 1064 нм.

Кроме того, при L=80 мм пространственная структура излучения имеет кольцевую структуру, как для основной длины волны, так и для стоксовой, которая представлена на рисунке 30a и рисунке 30b соответственно. При незначительной отстройке по длине резонатора пространственное распределение интенсивности в пучках является гауссовым, рисунок 30б и 30г соответственно.

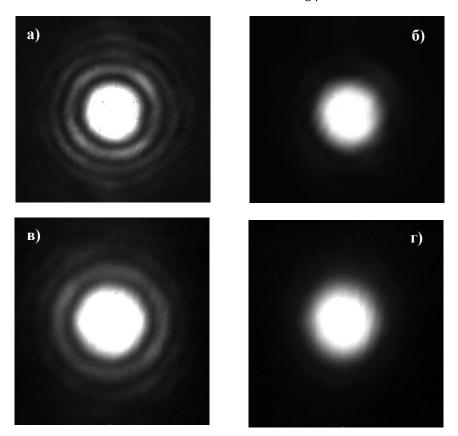


Рисунок 30 -Пространственная структура излучения генерации на длинах волн 1064 нм (а,б) и 1175 нм (в,г) при L=80 мм (а,в) и L=84 мм (б,г).

Указанные обстоятельства - снижение порога генерации и негауссов профиль пучка с кольцевой симметрией - указывают на проявление эффекта синхронизации поперечных мод резонатора, в том числе в случае ВКР-генерации.

Также были измерены формы импульсов для основной длины волны и стоксового сдвига, на рисунке 31а излучение 1064 нм и 1175 нм совместно, а на рисунке 316 и 31в – 1064 нм и 1175 нм соответственно по отдельности.

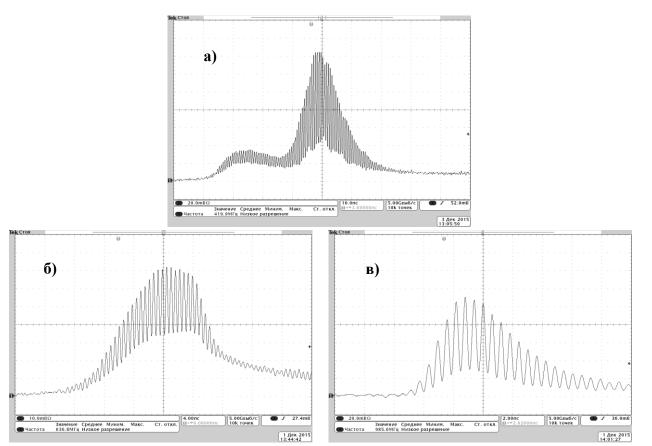


Рисунок 31 - (a) Осциллограмма импульсов 1064 нм и 1175 нм; (б) Осциллограмма импульса 1064; (в) Осциллограмма импульса 1175 нм;

Можно отметить: импульсы 1064 нм и 1175 нм имеют модуляцию с периодом 0.6 нс - рисунки 31а - 31в., соответствующим времени обхода резонатора, что свидетельствует о развитии продольной синхронизации мод.

Можно сделать вывод, что в лазере на кристалле Nd:YVO₄ с продольной диодной накачкой и модуляцией добротности резонатора пассивным затвором при положении затвора у выходного зеркала в областях синхронизации поперечных мод основной компоненты излучения наблюдается одновременно и синхронизация ее продольных мод. Зависимость порога генерации от длины резонатора стоксовой компоненты излучения практически совпадает с аналогичной зависимостью порога основного излучения. Пространственное распределение излучения стоксовой компоненты свидетельствует, что и для этой компоненты при синхронизации поперечных мод основной компоненты

наблюдается синхронизация поперечных мод и стоксовой компоненты излучения.

Надо отметить, что форма заднего фронта импульса основной компоненты излучения, рисунок 31б, объясняется истощением излучения основной частоты, связанным с процессом ВКР.

§ 4.3. Выводы к главе

Проведено исследование порогов генерации, пространственных и временных характеристик излучения Nd:YVO₄ лазера с пассивным затвором с продольной диодной накачкой в режиме ВКР-самопреобразования основной частоты в различных конфигурациях резонатора в области его устойчивости.

В лазере на кристалле Nd:YVO₄ с продольной диодной накачкой и модуляцией добротности резонатора пассивным затвором в областях синхронизации поперечных мод наблюдается синхронизация одновременно и продольных и поперечных мод основной и стоксовой компонент излучения.

Синхронизация поперечных мод стоксовой компоненты излучения в лазере на кристалле Nd:YVO₄ с продольной накачкой и модуляцией добротности резонатора пассивным затвором наблюдалась впервые.

Глава 5. Генерация разностной частоты двухволнового лазера в нелинейном кристалле

Основные результаты данной главы были опубликованы в статьях [1, 7].

§ 5.1. Выбор нелинейного кристалла

Генерация разностной частоты.

При взаимодействии лазерных пусков с разными частотами ω_1 и ω_2 в среде с квадратичной нелинейностью поляризация на разностной частоте $\Omega = \omega_1 - \omega_2$ равна [118]:

$$\vec{P}^{(2)}(\Omega = \omega_1 - \omega_2) = \chi^{(2)}(\Omega = \omega_1 - \omega_2) : \vec{E}(\omega_1) \vec{E}^*(\omega_2)$$
(12)

где P - вектор наведенной в среде поляризации, χ - тензор нелинейной оптической восприимчивости, E -напряженность поля лазерного излучения. Если падающие поля коллинеарны напряженности полей имеют вид:

$$\vec{E}_1(z,\omega) = A_1(z,\omega_1) \exp(ik_1 z - i\omega_1 t) \vec{e}_1 \tag{13}$$

$$\vec{E}_2(z,\omega) = A_2(z,\omega_2) \exp(ik_2z - i\omega_2t)\vec{e}_2$$

где e_1 и e_2 - орты поляризации соответствующих полей, z - координата. Терагерцовое поле можно записать в виде:

$$\vec{E}^{THz}(z,\Omega) = A_{THz}(z,\Omega) \exp(ik_{THz}z - i\Omega t)\vec{e}_{THz}$$
(14)

Опустив математические вывод можно получить, что для комплексной амплитуды терагерцевого поля:

$$A_{THz}(z,\Omega) = i \frac{2\pi\Omega^3}{c^2 k'(\Omega)} \chi^{(2)}(\Omega) G(z,\omega_1,\omega_2,\Omega) A_2^*(\omega_2) A_1(\omega_1)$$
(15)

$$k = k + i\beta \tag{16}$$

где k`- реальная часть комплексного волнового вектора k а функция G определяется следующим образом:

$$G(z, \omega_1, \omega_2, \Omega) = \frac{\exp(ik z - i[\beta_1(\omega_1) + \beta_2(\omega_2)]z) - \exp(-\beta_{THz}(\Omega)z)}{i\Delta k - (\beta_1(\omega_1) + \beta_2(\omega_2) - \beta_{THz}(\Omega))}$$
(17)

что эквивалентно:

$$G(z, \omega_1, \omega_2, \Omega) = \frac{\exp(i\Delta k z) - 1}{i\Delta k} \exp(-\beta_{THz}(\Omega)z)$$
(18)

При непрерывной когерентной двухчастотной накачке нелинейного кристалла терагерцовое поле имеет вид:

$$E^{THz}(z,\Omega) = A_{THz}(z,\Omega)\exp(ik_{THz}z - i\Omega t)$$
(19)

Интенсивность излучения можно записать как:

$$I^{THz}(z,\Omega) = \frac{cn_{THz}(\Omega)}{2\pi} |A_{THz}(z,\Omega)|^2$$
(20)

$$I_1(z,\Omega) = \frac{cn_1(\omega_1)}{2\pi} |A_1(z,\omega_1)|^2$$

$$I_2(z,\Omega) = \frac{cn_2(\omega_2)}{2\pi} |A_2(z,\omega_2)|^2$$

Следовательно, выражение для интенсивности генерируемого терагерцевого поля:

$$I^{THz}(z,\Omega) = \frac{8\pi^3 \Omega^2}{c^3 n_{THz}(\Omega) n_1(\omega_1) n_2(\omega_2)} (d_{eff}^{(2)})^2 G(z,\omega_1,\omega_2,\Omega)^2 I_1(z,\omega_1) I_2(z,\omega_2)$$
(21)

где

$$d_{eff}^{(2)} = \left| \vec{e}_{THz} \cdot \chi^{(2)} \cdot \vec{e}_2 \vec{e}_1 \right| \tag{22}$$

является сверткой тензора нелинейной восприимчивости с ортами поляризаций падающих и генерируемой волн.

Мощность пучка определяется интегралом:

$$P(z) = \int I(z, \rho) d\rho \tag{23}$$

где ρ – поперечное сечение пучка.

В случае приближения, что интенсивность в поперечном сечении не меняется выражение может быть преобразовано в:

$$P = IS \tag{24}$$

где S — эффективная площадь пучка. Следовательно, результирующую мощность Терагерцового излучения можно записать в виде:

$$P^{THz}(z,\Omega) = \frac{8\pi^3 \Omega^2}{c^3 n_{THz}(\Omega) n_1(\omega_1) n_2(\omega_2)} (d_{eff}^{(2)})^2 G(z,\omega_1,\omega_2,\Omega)^2 \frac{P_1(z,\omega_1) P_2(z,\omega_2)}{S}$$
(25)

Функция G зависит от согласования волновых векторов и поглощения излучения двухчастотной накачки и терагерцового излучения в нелинейном кристалле. В случае пренебрежения поглощением функцию G можно записать как:

$$G(z, \omega_1, \omega_2, \Omega) = \frac{\exp(i\Delta kz) - 1}{i\Delta k} = \frac{\sin(\Delta kz/2)}{\Delta kz/2} z$$
(26)

Следовательно, мощность терагерцевого излучения может быть записана в виде:

$$P^{THz}(z,\Omega) = \frac{8\pi^{3}\Omega^{2}}{c^{3}n_{THz}(\Omega)n_{1}(\omega_{1})n_{2}(\omega_{2})} (d_{eff}^{(2)})^{2} \left[\frac{\sin(\Delta kz/2)}{\Delta kz/2}\right]^{2} \frac{P_{1}(z,\omega_{1})P_{2}(z,\omega_{2})}{S} z^{2}$$
(27)

Необходимо отметить, что генерация терагерцового излучения будет эффективна только при условии $|\Delta kz| < \pi$. Волновая расстройка Δk определяет Длина когерентного взаимодействия $l_{\text{ког}}$ определяется следующим выражением:

$$l_{\text{KOT}} = \pi / \Delta k \tag{28}$$

В случае, когда толщина среды $0 < l < l_{\text{ког}}$, то сигнал терагерцового излучения будет возрастать пропорционально квадрату l и достигает максимума $l = l_{\text{ког}}$, с

другой стороны при длине больше $l_{\text{ког}}$ или даже, когда l будет такой, что $|\Delta \mathbf{k} l| = 2\pi$ амплитуда терагерцового сигнала будет равна 0. Для эффективной генерации необходимо подобрать длину кристалла таким образом, что бы длина $l_{\text{ког}}$ была достаточно большой.

Следовательно, генерацию терагерцового излучения в нелинейном кристалле можно оптимизировать по трем параметрам: толщине кристалла d, частоте лазерного излучения и ориентации кристалла.

Оптимальные толщина и ориентация кристалла зависит от частот лазерного и терагерцевого излучения и определяется по максимуму функции |G|.

При этом нужно иметь в виду, что увеличение толщины кристалла сопровождается увеличением эффективности преобразования и, соответственно, мощности ТГц излучения.

Так же увеличение эффективности преобразования происходит за счёт увеличения плотности мощности накачки на нелинейном кристалле. Однако, ее значения ограничены лучевой стойкостью кристалла, при котором кристалл начинает разрушаться. Поэтому, на практике разумно использовать нелинейные среды с высокими значениями лучевой стойкости.

Подводя итоги, можно сделать вывод, что для эффективной генерации ТГц излучения с помощью генерации разностной частоты необходимы высокая интенсивность накачки, эффективный нелинейный кристалл с высокой лучевой стойкостью и прозрачный в обоих диапазонах частот лазерном и терагерцовом.

Как уже было показано, эффективная генерация разностной частоты в объеме нелинейной среды происходит лишь на масштабах порядка длины когерентности $l_{\text{ког}} = \pi/\Delta k$. На практике для увеличения эффективной длины взаимодействия желательно обеспечить условие фазового синхронизма:

$$\Delta k = -k_{THz} - k_2 + k_1 = 0 \tag{29}$$

Это условие можно записать как:

$$\omega_{1}(n_{TH_{7}}(\Omega) - n_{1}(\omega_{1})) - \omega_{2}(n_{TH_{7}}(\Omega) - n_{2}(\omega_{2})) = 0$$
(30)

В таком случае длина когерентного взаимодействия может быть ограничена лишь поглощением оптического и терагерцевого полей в среде.

Данное условие далеко не всегда выполняется в изотропных средах с нормальной дисперсией, поэтому набор таких материалов сильно ограничен. Условие $\Delta k = 0$ выполняется, например, для ZnTe при f = 2,1 TГц и X = 790 нм, GaP в диапазоне длин волн лазерного излучения 900-1070 нм. Недостатком таких сред является то, что синхронизм может быть достигнут только в определенном диапазоне длин волн лазерного излучения и перестройку частоты терагерцевого поля, для которой он выполняется, можно осуществить только перестройкой частоты генерации лазера. Совершенно иная ситуация реализуется при переходе к анизотропным средам. Наиболее наглядно это можно проиллюстрировать для одноосного анизотропного кристалла. В таком кристалле главная ось, называется оптической осью. Для удобства вводится понятие главной плоскости - плоскости, в которой лежат вектора к и z, т.е. плоскости, в которой лежат волновой вектор световой волны и оптическая ось одноосного анизотропного кристалла. Основная особенность распространения света в анизотропном кристалле является то, что волна разделяется на две линейно и ортогонально поляризованные, бегущие с разными фазовыми скоростями. Показатель преломления для таких волн зависит от направления распространения в кристалле.

Использование анизотропных нелинейных сред помогает значительно упростить достижение условия фазового синхронизма, так как значения показателей преломления теперь могут меняться в зависимости от направления распространения, и перестройка по частотному диапазону может осуществляться простым изменением ориентации кристалла.

1) ZnTe — Самый популярный кристалл. Широко используется для генерации ТГц излучения т.к. прозрачен для длин волн генерации Ti:sapphire

лазеров. Имеет нелинейность $r_{41} = 4$ пм/В. К сожалению, максимальная мощность ограничена двухфотонным поглощением.

- 2)GaP второй по популярности кристалл. Нелинейность $r_{41} = 0.97$ пм/В. Кристалл GaP обладает меньшей нелинейностью, чем ZnTe, но большую прозрачность для TГц излучения. Возможно, обеспечить синхронизм для Nd содержащих кристаллов.
- 3)DAST органический кристалл. Очень большая нелинейность r₁₁ = 100 пм/В. Данный кристалл имеет недостатки -гигроскопичность, малая прочность и сложность роста.
- 4)LiNbO3 очень популярный в некоторых сообществах кристалл с нелинейность r_{51} = 32,6 пм/В. Из недостатков можно отметить отсутствие синхронизма для ТГц и поглощение, Однако возможно получение квазисинхронизма
- 5) ZnGeP2 нелинейный кристалл с большой нелинейностью Non-linear d₃₆ = 68.9 пм/В. К сожалению, имеет большое поглощение на частотах близких 1 мкм. Однако есть статьи, где с помощью отжига добиваются расширения полосы пропускания, что в дальнейшем позволит его использовать для генерации ТГц лазерами на основе Nd содержащих кристаллов.
- 6) GaSe слоистый кристалл. Особенностью является наличие атомных плоскостей, связанных силами Ван – дер – Ваальса. Такая геометрия приводит TOMY, что GaSe является одноосным анизотропным кристаллом. Нелинейность зависит от качества кристалла - d_{22} 50-70пм/В. Имеет малое поглощение. Поворачивая кристалл GaSe можно получить фазовый синхронизм на нужной частоте терагерцевого излучения в широком диапазоне спектра, причем возможна реализация взаимодействия ое-е, что подходит нам для получения разностной частоты двухволнового лазера на Nd:YLF кристалле, т.к. излучение 1047 и 1053 нм имеют ортогональную поляризацию. Следовательно, было решено использовать GaSe в нашем ТГц излучателе. Кристалл представлен на рисунке 32.

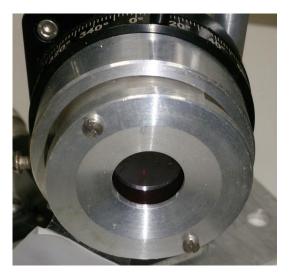


Рисунок 32 - Кристалл GaSe в оправе

Подробное описание характеристики GaSe можно найти в работе [21].

§ 5.2. Схема эксперимента

Как сказано выше был разработан двухволновый твердотельный лазер на основе кристалла Nd:YLF, представленный на рисунке 27 и генерационные характеристики представлены в таблице 2.

Генерация на двух длинах волн 1047 и 1053 нм была получена путем выравнивания усиления на этих длинах волн вблизи частотного вырождения мод резонатора при модуляции добротности акустооптическим затвором. Данный способ привлекает своей технической простотой в сочетании с эффективностью.

На рисунке 33 представлен способ генерации разностной частоты когерентного терагерцового излучения в нелинейном кристалле GaSe при использовании двухволнового Nd:YLF лазера с продольной диодной накачкой.

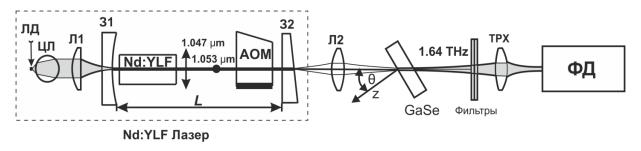


Рисунок 33 — Схема эксперимента генерации терагерцового излучения, где слева направо лазерный диод (ЛД), цилиндрическая линза (ЦЛ),

сферическая линза (Л1), входное зеркало накачки (З1), активный элемент (Nd:YLF), длина резонатора (L), акустооптический затвор (АОЗ), выходное зеркало резонатора (З2), фокусирующая линза лазерного излучения (Л2), нелинейный кристалл (GaSe), терагерцовая линза (ТРХ), ТГц детектор (ФД).

Лазер работал в импульсно-периодическом режиме с пиковой мощностью 15 кВт при частоте повторения до 7 кГц одновременно на двух длинах волн 1047 и 1053 нм с взаимно-ортогональной поляризацией. Генерация на двух длинах волн осуществлялась за счёт выбора конфигурации (длины) резонатора. Механизм и условия реализации двухволновой генерации в Nd:YLF лазере при неоднородной продольной диодной накачке исследовались нами выше.

На оптическом столе с виброизоляцией был смонтирован оптический рельс. Оптические элементы с помощью кареток были зафиксированы на стержнях. Согласно рисунку 33 последовательно были размещены двухволновый Nd:YLF лазер с продольной диодной накачкой, нелинейный оптический элемент GaSe, фильтры, фокусирующая линза **TPX** фотодетекторы по очередности Ячейка Голея GC-1P и HEB-болометрический приемник, охлаждаемый до температуры жидкого гелия.

Двухволновый Nd:YLF лазер с продольной диодной накачкой управлялся с помощью блока питания подключенного к компьютеру через протокол USB-RS232. Дополнительно был установлен вентилятор с напряжением питания 12V для термостабилизации лазера. Нелинейный кристалл был зафиксирован на поворотный столик с возможностью поворота на угол синхронизма. Кристалл по блику от двухволнового лазера был повернут на рассчитанный угол синхронизма 10,9 градусов. Были использован кристалл с толщиной 5 и 10 мм.

Дополнительно для возможности регулировки пятна накачки на кристалле GaSe была установлена фокусирующая линза Л2. Линза Л2 с фокусом 170 мм имела просветляющие покрытия на длины волн генерации лазера 1047 нм и 1053 нм.

Для отрезания прошедшего излучения ИК лазера после кристалла GaSe были изготовлены и установлены несколько светофильтров:Si — кремниевая подложка с толщиной 200 мкм, полимерная пластинка с толщиной 2 мм, тефлоновая пластинка с толщиной 4 мм.

Фокусирующая линза из материала ТРХ состояла из полимера прозрачного как в оптическом, так и в терагерцовом диапазоне, облегчает процесс юстировки ТГц излучения на фотодетекторы. Линза имела фокусное расстояние F_{tpx} = 50 мм.

На расстоянии $\sim 2F_{tpx}=100$ мм от линзы TPX были попеременно установлены фотодетекторы. Все элементы были расположены вдоль одной оптической оси.

Для регистрации терагерцевого излучения необходимо использовать 2 приемника излучения. Во-первых, для регистрации средней мощности необходима ячейка Голея GC-1P, представлена на рисунке 34.



Рисунок 34 - Ячейка Голея.

В случае использования ячейки Голея. Сигнал ТГц излучения регистрировался в соотношении сигнал/шум не менее 10. Технические характеристики представлены в таблице 3.

Таблица 3 - Технические характеристики ячейки Голея

Диаметр входного конуса, мм:	11.0
Диаметр входного окна, мм	6.0
Материал входного окна: полиэтилен	(HDPE)
высокой плотности	

Оптимальный рабочий диапазон, мкм:	15 - 8000
Рекомендуемая регистрируемая	до: 1x10 ⁻⁵
мощность, Вт,	
Оптимальная частота модуляции, Гц:	15 ± 5
Эквивалентная мощность шума (NEP)	$1.4x10^{-10}$ Вт/ Γ ц $^{1/2}$
@ 15Гц:	
Оптическая чувствительность @ 15Гц:	типичное значение, В/Вт:1х10 ⁵
	максимальное значение, B/Bт 1.5x10 ⁵
Скорость отклика	типичное значение, мс: 30
	минимальное значение, мс: 25
Обнаружительная способность (D*) на	типичное значение, см Гц1/2/Вт:
апертуре входного конуса:	7.0×10^9
	максимальное значение, см Гц1/2/Вт
	11.0x 10 ⁹
Вибрации: рекомендуется избегать	в диапазоне 1 - 100Гц
вибраций	

На рисунке 35 Представлена зависимость оптической чувствительности от частоты, а на рисунке 36 зависимость эквивалентной мощности шума от частоты

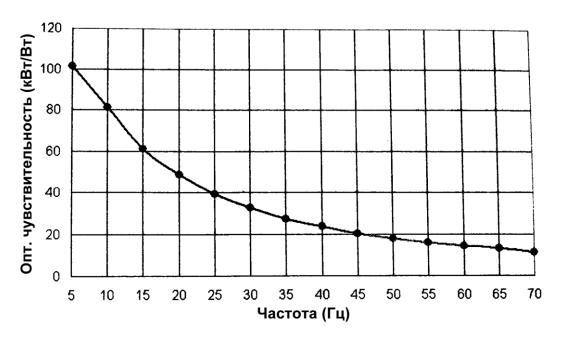


Рисунок 35 - Оптическая чувствительность от частоты.

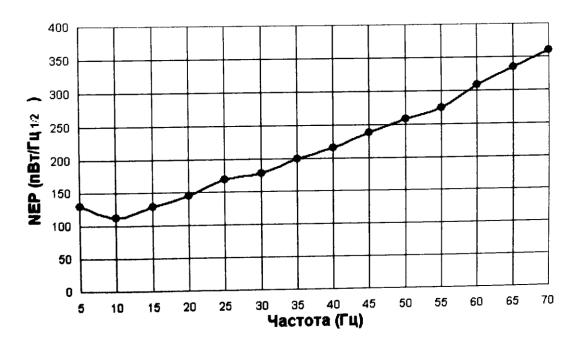


Рисунок 36 - Эквивалентная мощность шума от частоты

графиков ДЛЯ приема регистрации ИЗ уверенного необходимо измерений терагерцевого сигнала на стадии основных характеристик ТГц излучателя ввести опто-механический модулятор с частотой модуляции ~12 Гц. Для этого были использованы механический модулятор с частотой вращения 12Гц и Lock-in синхронный усилитель.

В качестве второго детектора, для регистрации временных характеристик терагерцового излучения, был использован сверхпроводящий НЕВ-болометрический приемник, охлаждаемый до температуры жидкого гелия работающий в диапазоне 0.4-4 ТГц с временным разрешением <1 нс [53], предоставленный научной группой МПГУ и представленный на рисунке 37.



Рисунок 37 - Сверхпроводящий НЕВ-болометрический приемник

Основные технические характеристики болометра приведены в таблице 4. Таблица 4 - Технические характеристики болометра

Частотный диапазон:	(0.4-4) ТГц
Эквивалентная мощность шума	$(5 - 7) 10^{-14} \mathrm{Br/}(\Gamma \mathrm{ц})^{1/2}$
Быстродействие:	1нс
Динамический диапазон:	100 нВт
Угловая /Числовая апертура	< 5°/ 10 мм
Время удержания жидкого гелия	> 5 ч.
Входное окно изготовлено из	входные потери в диапазоне (0.4-4)
полиэтилена высокой плотности	ТГц < 0.7 дБ
(HOPE),	
ИК-фильтр Материал:	G-108 (Zitex®), входные потери в
	диапазоне (0.4-4) ТГц $<$ 0.7 дБ

Данный быстродействующий приемник (полоса 1 ГГц) идеально подходит для регистрации импульсно-периодического ТГЦ сигнала с длительностью импульса 10 нс, характерной для лидарных систем. Чтобы согласовать импульсную мощность ТГЦ излучения с динамическим диапазоном болометрического приемника использовались дополнительно установленные ослабляющие фильтры.

В наших экспериментах в качестве нелинейного элемента, обеспечивающего генерацию разностной частоты 1.64 ТГц двухволнового лазера на Nd:YLF (1047 нм, 1053 нм), использовался кристалл GaSe толщиной 5 мм.

§ 5.3. Исследование характеристик терагерцового излучения

После регистрации терагерцового излучения на Ячейке Голея была зафиксирована средняя мощность терагерцового излучения \sim 50 нВт. Учитывая скважность импульсно-периодического ТГц сигнала, получаем оценку импульсной мощности ТГц излучения \sim 0.8 мВт. Сигнал ТГц излучения регистрировался в соотношении сигнал/шум не менее 10. Эффективность преобразования порядка \sim 10⁻⁷. Путем поворота нелинейного кристалла GaSe был измерен угловой синхронизм, представленный на рисунке 38, который согласуется с расчётами.

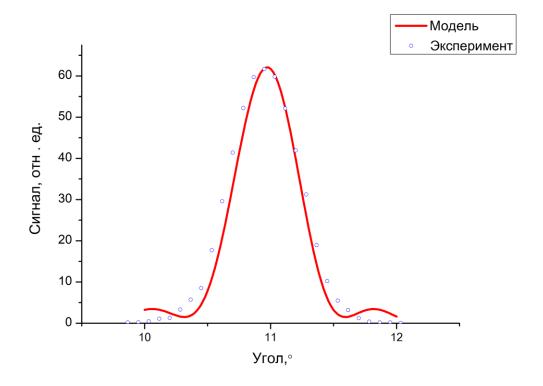


Рисунок 38 - Угловой синхронизм GaSe кристаллов для кристалла толщиной 5 мм. Модель – красная кривая, эксперимент – синие точки.

Угол синхронизма составил θ =10.9°, полуширина 0.6° для 5 мм GaSe кристалла. Установив терагерцовый поляризатор, удалось получить зависимость интенсивности терагерцового излучения после поляризатора в зависимости от его поворота, которая представлена на рисунке 39.

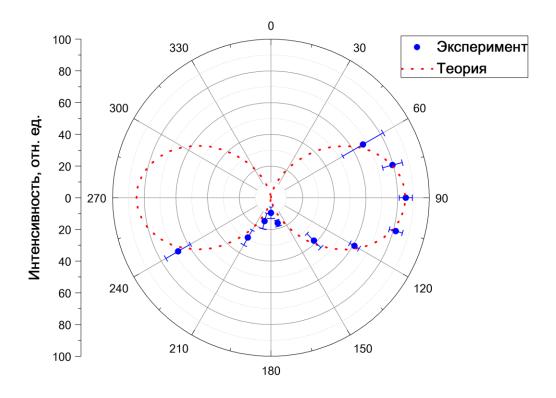


Рисунок 39 - Интенсивность ТГц излучения в зависимости от поворота поляризатора.

Степень поляризации ТГц излучения составила не менее чем 1:100.

При частоте модуляции АОЗ 7 кГц с помощью сверхпроводящего НЕВболометрического приемника, охлаждаемого до температуры жидкого гелия, была зафиксирована осциллограмма ТГц импульса, которая представлена на рисунке 40.



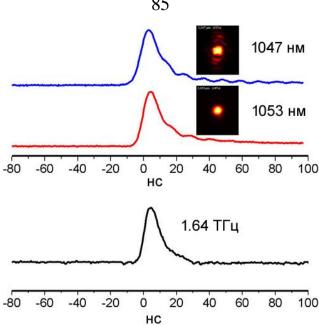


Рисунок 40 - Временная развертка импульсов двухволнового лазера и ТГц излучения.

THz излучение было сфокусировано во входное окно 12 мм HEBболометра. Длительность импульса терагерцового излучения составила 10 нс.

Спектральный состав генерируемого ТГц излучения регистрировался с помощью автоматизированного терагерцового Фурье-спектрометра описанного в [23]. Схема спектрометра представлена на рисунке 41.

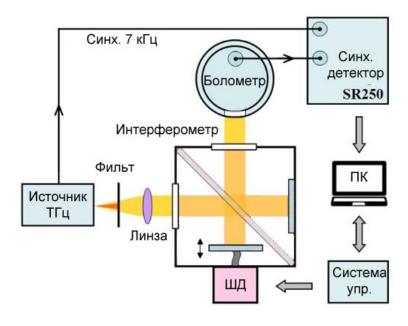
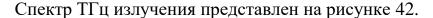


Рисунок 41 - ТГц Фурье спектрометр.

ТГц пучок был сколлимирован полимерной линзой на вход интерферометра. Одно из зеркал интерферометра перемещалось шаговым двигателем (ШД). Выходное излучение регистрировалось НЕВ-болометром. Сигнал с НЕВ предусилителя накапливался в импульсном синхронном строб-интеграторе SR250 с АЦП и записывался на компьютер (ПК), посредством которого спектр был восстановлен из интерферограммы с помощью БПФ алгоритма.



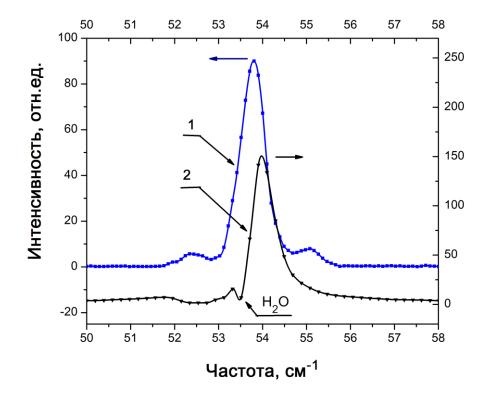


Рисунок 42 - Спектр ТГц излучения. Спектр (1) измерен в случае откаченного интерферометра с давлением 1 Торр, (2) - нормальное давление воздуха в интерферометре. Отличие между 1 и 2 связано с поглощением паров воды.

Максимум интенсивности излучения соответствует 53.8 см $^{-1}$, полуширина 0.6 см^{-1} .

Экспериментально было показано, что дальнейшее увеличение плотности мощности излучения двухволнового лазера не приводит к увеличению мощности, а начинается повреждение пробой нелинейного кристалла GaSe,

поэтому было принято решение преобразовать схему, представленную на рисунке 33 в схему – на рисунке 43.

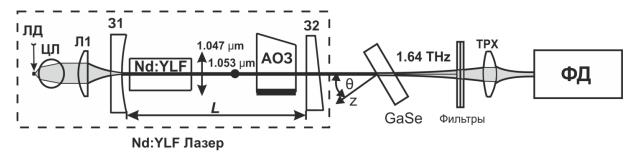


Рисунок 43 — Схема эксперимента генерации терагерцевого излучения, где слева направо - лазерный диод (ЛД), цилиндрическая линза (ЦЛ), сферическая линза (Л1), входное зеркало накачки (З1), активный элемент (Nd:YLF), длина резонатора (L), акустооптический затвор (АОЗ), выходное зеркало резонатора (З2), нелинейный кристалл (GaSe), терагерцовая линза (ТРХ), $T\Gamma$ детектор (ФД).

Это позволило сократить общую длину терагерцового излучателя и создать макет компактного источника когерентного ТГц излучения представленного на рисунке 44.



Рисунок 44 - Макет компактного когерентного терагерцового источника излучения.

§ 5.4. Выводы к главе

Были измерены основные характеристики генератора: угловой синхронизм кристалла GaSe (0.6 градусов), степень поляризации (1:100), эффективность преобразования (10^{-7}), импульсная мощность (0.8 мВт), частота и ширина спектра ($53.8~{\rm cm}^{-1}$, 0,6 см $^{-1}$), длительность импульса, частота повторений ($10~{\rm hc}$, $7~{\rm к}$ Гц).

Метод генерации разностной частоты излучения двухволнового лазера в нелинейном кристалле может быть положен в основу создания компактного когерентного источника ТГц излучения импульсно-периодического действия.

Создан экспериментальный образец источника когерентного излучения на 1.64 ТГц с импульсной мощностью до 0.8 мВт с длительностью импульсов 10 нс с частотой повторений 7 кГц.

Заключение

В данной работе представлены результаты исследований механизмов двухволновой генерации, наблюдающейся в твердотельных лазерах с продольной диодной накачкой в областях синхронизации поперечных мод резонатора.

Представлены результаты исследований ВКР в условиях синхронизации поперечных мод, сопровождающейся значительным возрастанием плотности мощности основной волны в приосевой области резонатора.

Показана возможность построения компактных генераторов когерентного излучения терагерцового диапазона путем генерации в нелинейном кристалле разностной частоты двухволнового лазера.

Итоги выполненного исследования

В твердотельных лазерах с продольной диодной накачкой с модуляцией добротности резонатора пассивным затвором в областях синхронизации поперечных мод наблюдается падение порога генерации и одновременно резкое увеличение длительности импульса излучения, вызванные падением порога просветления пассивного затвора при концентрации излучения в приосевой области резонатора.

Механизм двухволновой генерации в Nd:YLF-лазерах с продольной диодной накачкой в режиме модуляции добротности как акустооптическим, так и пассивным затвором обусловлен выравниванием усилений на длинах волны 1047 нм и 1053 нм путем выбора длины резонатора в области, где фазовые искажения активной среды, вызванные термооптикой, приводят к падению усиления на длине волны 1047 нм.

Асимметрия зависимостей порогов генерации в твердотельных лазерах с продольной диодной накачкой в областях синхронизации поперечных мод обусловлена знаком фазовых искажений активной среды вследствие термооптики.

В лазере на кристалле Nd:YVO₄ с продольной диодной накачкой и модуляцией добротности резонатора пассивным затвором, в областях синхронизации поперечных мод наблюдается синхронизация одновременно и продольных, и поперечных мод основной компоненты излучения.

Впервые в лазере на кристалле Nd:YVO₄ с продольной накачкой и модуляцией добротности резонатора пассивным затвором наблюдалась синхронизация поперечных мод стоксовой компоненты излучения.

Были измерены основные характеристики генератора: угловой синхронизм кристалла GaSe (10,9 градусов, ширина 0.6 градусов), степень поляризации (1:100), эффективность преобразования (10⁻⁷), импульсная мощность (0.8 мВт), частота и ширина спектра (53,8 см⁻¹, 0,6 см⁻¹), длительность импульса, частота повторений (10 нс ,7 кГц).

Создан экспериментальный образец источника когерентного излучения на 1.64 ТГц с импульсной мощностью до 0.8 мВт с длительностью импульсов 10 нс и с частотой повторений 7 кГц.

В был качестве источника накачки использован мощный полупроводниковый лазер с улучшенными характеристиками на основе полупроводниковой наногетероструктуре, разработанный в НИЯУ МИФИ при поддержке Минобрнауки РФ, соглашение № 14.575.21.0047. Уникальный идентификатор исследований (проекта) прикладных научных RFMEFI57514X0047.

Рекомендации и перспективы дальнейшей разработки темы

Представляется целесообразным провести исследование характеристик лазера с электрооптическим затвором в условии синхронизации поперечных мод.

Считаем целесообразными дальнейшие исследования вынужденного комбинационного рассеяния и поиск возможности снижения порога ВКР в областях частотного вырождения мод резонатора для различных схем лазеров с непрерывной и импульсной генерацией.

Представляется перспективным разработка источников двухволновой генерации с большей пиковой мощностью, что позволит квадратично увеличить генерируемую мощность ТГц излучения.

Представляется возможным при использовании синхронизации поперечных мод получение двухволновой генерации на других переходах кристалла Nd:YLF с длинами волн генерации 1321 нм и 1313 нм, 903 нм и 908 нм, а также получение двухволновой генерации в других лазерных кристаллах, и последующее получение новых длин волн ТГц излучения.

Представляется интересным создание новых быстродействующих приемников ТГц излучения на основе обратного нелинейного преобразования ТГц в оптическое излучение посредством смешения ТГц и лазерного излучения в нелинейном кристалле и получение разностных или суммарных частот.

Благодарности

выражает большую благодарность научному руководителю Чешеву Евгению Анатольевичу за заботу и всестороннюю поддержку в выполнении работы, а также благодарности Горбункову Михаилу Валериевичу за помощь в теоретических вопросах, Попову Юрию Михайловичу за полезные обсуждения научных вопросов, Тункину Владимиру Григорьевичу за помощь в написании статей, Кривоносу Михаилу Сергеевичу за обучение основам эксперимента, Безотосному Виктору Владимировичу за предоставленные лазерные диоды, Олещенко Владиславу Александровичу за помощь в написании программ в среде Labview. Отдельно хочу выразить благодарности своей жене Коромысловой Ольге Вячеславовне за моральную поддержку в диссертации и теплый очаг, сыну Коромыслову Юрию выполнении Алексеевичу за Коромыслову Леониду вдохновение родителям, Анатольевичу и Коромысловой Татьяне Алексеевне, за одобрение во всех начинаниях. Также хочу поблагодарить весь коллектив сотрудников ФИАН за научные беседы и теплую атмосферу.

Список сокращений и условных обозначений

АОЗ – акустооптический затвор

АЭ – активный элемент

БПФ – быстрое преобразование Фурье

ВКР – вынужденное комбинационное рассеяние

ГВГ – генерация второй гармоники

ГРЧ – генерация разностной частоты

ЛД – лазерный диод

ПЗ – пассивный затвор

ТЛ – твердотельный лазер

ТЛДН – твердотельный лазер с диодной накачкой

Список литературы

- Angeluts A.A., Bezotosnyi V.V., Cheshev E.A., Goltsman G.N., Finkel M.I., Seliverstov S.V., Evdokimov M.N., Gorbunkov M.V., Kitaeva G.Kh., Koromyslov A.L., Kostryukov P.V., Krivonos M.S., Lobanov Yu.V., Shkurinov A.P., Sarkisov S.Yu., Tunkin V.G. Compact 1.64 THz source based on a dualwavelength diode endpumped Nd:YLF laser with a nearly semiconfocal cavity // Laser Physics Letters. – 2014. - V.11. – № 1. - P. 4.
- 2. Auston D.H. Transverse mode locking // IEEE Journal of Quantum Electronics (Correspondence). 1968. V. 4. № 6. P. 420–422.
- 3. Bandres M.A. and Gutierrez-Vega J.C. Ince-Gaussian beams // Optics Letters.

 2004. V. 29. № 2. P. 144-146.
- 4. Baxter J. B. and Guglietta G. W., Terahertz spectroscopy // Analytical Chemistry. 2011. V. 83. № 12. P. 4342–4368.
- Besotosnii V.V., Cheshev E.A., Gorbunkov M.V., Kostryukov P.V., Krivonos M.S., Tunkin V.G., Jakovlev D. Diode end-pumped acousto-optically Q-switched compact Nd:YLF laser // Applied Physics B. 2010. V. 101. P. 71–74.
- 6. Bezotosnyi V.V., Cheshev E.A., Gorbunkov M.V., Koromyslov A.L., Kostryukov P.V., Krivonos M.S., Popov Yu.M. and Tunkin V.G. Behavior of threshold pump power of diode end-pumped solid-state lasers in critical cavity configurations // Laser Physics Letters. − 2015. V.12. № 2. P. 6.
- 7. Bezotosnyi V.V., Cheshev E.A., Gorbunkov M.V., Koromyslov A.L., Krokhin O.N., Mityagin Yu.A., Popov Yu.M., Savinov S.A., Tunkin V.G. Coherent THz Repetitive Pulse Generation in a GaSe Crystal by Dual-wavelength Nd:YLF Laser // Physics Procedia. 2015. V. 72. P.405–410.
- Bezotosnyi V.V., Cheshev E.A., Gorbunkov M.V., Kostryukov P.V. Tunkin V.G. Manifestation of active medium astigmatism at transverse mode locking in a diode end-pumped stable resonator laser // Applied Optics. 2008.
 V. 47. № 20. P. 3651–3657.

- 9. Birnbaum M., Klein C.F. Stimulated emission cross section at 1.061 μm in Nd:YAG. // Applied Physics. 1973. V. 44. P. 2928–2930.
- Breede M., Hoffmann S., Zimmermann J., Struckmeier J., Hofmann M., Kleine-Ostmann T., Knobloch P., Koch M., Meyn J.P., Matus M., Koch S.W., Moloney J.V. Fourier-transform external cavity lasers // Optics Communications. 2002. V. 207. P. 261–271.
- Chantry G. W., Long-wave Optics // Academic Press, Inc., London. 1984. V. 2. № 6. P. 574–576.
- 12. Chen Y. F. Compact efficient all-solid-state eye-safe laser with self-frequency Raman conversion in a Nd:YVO4 crystal // Optics Letters. − 2004. − V. 29. №18. − P. 2172–2174.
- 13. Chen Y. F., Cw dual-wavelength operation of a diode-end-pumped Nd:YVO4 laser // Applied Physics B. 2000. V. 70. P. 475- 478.
- 14. Chen C.-H., Tai P.-T., Chiu W.-H., Hsieh W.-F. Transverse excess noise factor and transverse mode locking in a gain-guide laser // Optics Communications. 2005. V. 245. P. 301–308.
- 15. Chen C.-H., Tai P.-T., Hsieh W.-F., Wei M.-D. Multibeam-waist modes in an end-pumped Nd:YVO₄ laser // Journal of the Optical Society America B. 2003. V. 20. № 6. P. 1220–1226.
- Dashkevich V.I., Shpak P.V., Voitikov S.V., Chulkov R.V., Grabtchikov A.S., Cheshev E.A., El-Desouki M., Orlovich V.A. Eye-safe actively Q-switched diode-pumped lasers with intracavity Raman conversion in YVO4, KGd(WO4)2, PbWO4, and Ba(NO3)2 crystals //OPTICS COMMUNICATIONS. 2015. V.351.- P. 1-8;
- 17. Degnan J.J. Optimization of passively Q-switched lasers // IEEE J. Quantum Electron. 1995. V. 31. № 11. P. 1890.
- Dingnjan J., van Exter M.P., Woerdman J.P. Geometric modes in a single-frequency Nd:YVO₄ laser // Optics Communications. 2001. V. 188. P. 345-351.

- 19. Dobroiu A., Otani C., and Kawase K. Terahertz-wave sources and imaging applications // Measurement Science and Technology. 2006. V.17. №. 11. P. 161-174.
- 20. Fan T.Y., Byer R.L. Diode laser-pumped solid-state lasers // IEEE Journal of Quantum Electronics. 1988. V. 24 № 6. P. 895–912.
- 21. Fernelius N.C. Properties of gallium selenide single crystal // Progress in Crystal Growth and Characterization of Materials. 1994. T. 28, P. 275.
- 22. Fox A.G., Li T. Resonant Modes in a Maser Interferometer // Bell System Technical Journal. 1960. V. 40. P. 453-488.
- 23. Gorbatsevich, A.A., Egorkin, V.I., Kazakov, I.P., Klimenko, O.A., Klokov, A.Yu., Mityagin, Yu.A., Murzin, V.N., Savinov, S.A., Tsvetkov, V.A. The dynamic characteristics of "low-temperature" gallium arsenide for terahertz-range generators and detectors // Bulletin of the Lebedev Physics Institute. − 2015. − V.42. №5. P. 121-126.
- 24. Hall R.N., Fenner G.E., Kingsley J.D., Soltys T.J., Carlson R.O. Coherent light emission from GaAs junction // Physical Review Letters. 1962. V. 9. № 9. P. 366–368.
- 25. He J. L., Du J., Sun J., Liu S., Fan Y. X., Wang H. T., Zhang L. H. and Hang Y. High efficiency singleand dual- wavelength Nd:GdVO4 lasers pumped by a fibercouple diode // Applied Physics B. 2004. V. 79. P. 301-304.
- 26. Hsieh W.-F., Chen C.-H., Wei M. New multipass superposition modes and universal instabilities in axially pumped solid-state lasers // Nonlinear Optics: Materials, Fundamentals and Applications (Optical Society of America, 2002).
 2002. paper WB6. P. 164–166.
- 27. http://www.rezonator.orion-project.org/
- 28. Huang Y.J., Chiang P.Y., Liang H.C., Su K.W., Chen Y.F. High-power Q-switched laser with high-order Laguerre–Gaussian modes: application for extra-cavity harmonic generations // Applied Physics B. 2011. V. 105. № 2. P. 385–390.

- 29. Hughes D.W., Bar J.R.M. Laser diode pumped solid state lasers // Journal of Physics D: Applied Physics. 1991. V. 25. P. 563–586.
- 30. Kaminskii A. A., Ueda K., Eichler H. J., Kuwano Y., Kouta H., Bagaev S. N., Chyba T. H., Barnes J. C., Gad G. M. A., Murai T., and Lu J. Tetragonal vanadates YVO4 and GdVO4 new efficient χ(3)-materials for Raman lasers // Optics Communications. 2001. V. 194. № 13. P. 201–206.
- 31. Keyes R.J., Quist T.M. Injection luminescent pumping of CaF2:U3+ with GaAs diode lasers // Applied physics letters. 1964. V. 4. № 3. P. 50–52.
- 32. Kleine-Ostmann T., Knobloch P., Koch M., Hoffmann S., Breede M., Hofmann M., Hen G., Pierz K., Sperling M., Donhuijsen K. Continuous-wave THz imaging // Electronics Letters. 2001. V. 37. P. 1461–1463.
- 33. Koechner W., Bass M. Solid-state lasers. New-York: Springer. 2003.
- 34. Kotova S.P., Korobtsov A.V., Losevsky N.N., Mayorova A.M., Rakhmatulin M.A., Volostnikov V.G. Experiments on microscopic objects movement along various fixed trajectories caused by spiral beams // Proceedings of SPIE. 2005. V. 5773.
- 35. Kushida T. Linewidths and Thermal Shifts of Spectral Lines in Neodymium-Doped Yttrium Aluminum Garnet and Calcium Fluorophosphate // Physical Review. 1969. V. 185. P. 500–508.
- 36. Laporta P., Brussard M. Design criteria for mode size optimization in diodepumped solid-state lasers // IEEE Journal of Quantum Electronics. 1991. V. 27. № 10. P. 2319–2326.
- 37. Leahy-Hoppa M. R., Fitch M. J., Zheng X., Hayden L. M., and Osiander R. Wideband terahertz spectroscopy of explosives // Chem. Phys. Lett. 2007. V. 434. № 4. P. 227-230.
- 38. Lee Y.-S. Principles of Terahertz Science and Technology / New-York: Springer, 2009.
- 39. Maes C.F., Wright E.M. Mode properties of an external-cavity laser with Gaussian gain // Optics Letters. 2004. V. 29. № 3. P. 229–231.

- 40. Mak A.A., Fromzel V.A. Observation of self-synchronization of transverse modes in a solid-state lasers // JEPT Letters. 1969. V. 10. № 7. P. 199–201.
- Mittleman D.M., Jacobsen R.H., Neelaman R., Braniuk R.G., Nuss M.C. Gas sensing using terahertz time-domain spectroscopy // Appied Physics B. 1998.
 V. 67. P. 379–390.
- 42. Murray O. Pulsed gain and thermal lensing of Nd:LiYF₄ // Quantum Electronics. 1983. V. 19. № 4. P. 488–491.
- 43. Ozygus B., Zhang Q. Thermal lens determination of end-pumped solid-state lasers using primary degeneration modes // Applied Physics Letters. 1997. V. 71 № 18. P. 2590–2592.
- 44. Pask H. M., Dekker P., Mildren R. P., Spence D. J., and Piper J. A. Wavelengthversatile visible and UV sources based on crystalline Raman lasers // Progress in Quantum Electronics. 2008. V. 32. № 3-4. P. 121–158.
- 45. Petermann K. Calculated spontaneous emission factor for double-heterostructure injection lasers with gain-induced waveguiding // IEEE J. Quantum Electron. 1979. V.15. № 7. P. 566-570.
- 46. Piper J. A., and Pask H. M., Crystalline Raman Lasers // IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics. 2007. -V. 13. № 3. P. 692–704.
- 47. Sanches F., Brunel M., Ait-Ameur K. Pump saturation effects in end-pumped solid-state lasers // Journal of the Optical Society of America B. 1998. V. 15. № 9. P. 2390–2394.
- 48. Senatsky Yu., Bisson J-F., Li J., Shirakawa A., Thirugnanasambandam M., Ueda K. Laguerre–Gaussian Modes Selection in Diode-Pumped Solid-State Lasers // Optical Review. 2012. V. 19. P. 201.
- 49. Senatsky Yu., Bisson J.-F., Shelobolin A., Shirakawa A., Ueda K. Circular modes selection in Yb:YAG laser using an intracavity lens with spherical aberration // Laser Physics. 2009. V. 19. P. 911–918.
- 50. Shen H. Y., Zeng R. R., Zhou Y. P., Yu G. F., Huang C. H., Zeng Z. D., Zhang W. J. and Ye Q. J. Simultaneous multiple wavelength laser action in various

- neodymium host crystals // IEEE. J. Quantum Electron. 1991. V. 27. P. 2315-2318.
- 51. Shen H. Y., Zeng R. R., Zhou Y. P., Yu G. F., Huang C. H., Zeng Z. D., Zhang W. J. and Ye Q. J. Comparison of simultaneous multiple wavelength lasing in various neodymium host crystals at transitions from 4F3/2-4I11/2 and 4F3/2-4I13/2 // Applied Physics Letters. 1990. V. 56. P. 1937-1938.
- 52. Shi W., Ding Y. J., Fernelius N., and Vodopyanov K. L., Efficient, tunable, and coherent 0.18–5.27-THz source based on GaSe crystal Opt. Lett. -2002. V.27. P.1454.
- 53. Shurakov A., Seliverstov S., Kaurova N., Finkel M., Voronov B. and Goltsman G. Input Bandwidth of Hot Electron Bolometer With Spiral Antenna // IEEE TRANSACTIONS ON TERAHERTZ SCIENCE AND TECHNOLOGY. − 2012. V. 2. №. 4. P. 400-405.
- 54. Siebert K.J., Quast H., Leonhardt R., Loffler T., Thomson M., Bauer T., Roskos H., Czasch S. Continuous-wave all-optoelectronic terahertz imaging // Applied Physics Letters. 2002. V. 80. P. 3003–3005.
- 55. Siegman A.E. Lasers / Califorina: University science books. 1986.
- 56. Smith P. Simultaneous phase-locking of longitudinal and transverse laser modes // Applied Physics Letters. 1968. V. 13. № 7. P. 235 237.
- 57. Sooy W. R. THE NATURAL SELECTION OF MODES IN A PASSIVE Q-SWITCHED LASER // Applied Physics Letters. 1965. V. 7. P. 36-37.
- 58. Taday P. F. Applications of terahertz spectroscopy to pharmaceutical sciences // Phil. Trans. R. Soc. Lond. 2004. V. 362. № 1815. P. 351.
- 59. Tai P.T., Hsieh W.F. Direct generation of optical bottle beams from a tightly focused end-pumped solid-state laser // Optics Express. 2004. V. 12. № 24. P. 5827–5833.
- Thirugnanasambandam M., Senatsky Yu., Shirakawa A., Ueda K. Multi-ring modes generation in Yb:YAG ceramic laser // Optical Materials. - 2011. -V. 33. - P. 675–678.

- 61. Thirugnanasambandam M., Senatsky Yu., Ueda K. Generation of very-high order Laguerre-Gaussian modes in Yb:YAG ceramic laser // Laser Physics Letters. 2010. V. 7. P. 637–643.
- 62. Vollmer W., Knight M. G., Rines G. A., McCarthy J. C., Chicklis E. P., Five-color Nd:YLF laser // Digest of Conference on Lasers and Electro-Optics, Paper THM 2, Optical Society of America / Washington, DC. 1983. P. 188.
- Waters J. W., Froidevaux L., Harwood R. S., Jarnot R. F., Pickett H. M., Read W. G., Siegel P. H., Cofield R. E., Filipiak M. J., Flower D. A., Holden J. R., Lau G. K., Livesey N. J., Manney G. L., Pumphrey H. C., Santee M. L., Wu D. L., Cuddy D. T., Lay R. R., Loo M. S., Perun V. S., Schwartz M. J., Stek P. C., Thurstans R. P., Boyles M. A., Chandra K. M., Chavez M. C., Chen G.-S., Chudasama B. V., Dodge R., Fuller R. A., Girard M. A., Jiang J. H., Jiang Y., Knosp B. W., Labelle R. C., Lam J. C., Lee A. K., Miller D., Oswald J. E., Patel N. C., Pukala D. M., Quintero O., Scaff D. M., Vansnyder W., Tope M. C., Wagner P. A., and Walch M. J. The earth observing system microwave limb sounder (EOS MLS) on the Aura satellite // IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing. 2006. –V. 44. P. 1075.
- 64. Willer U., Wilk R., Schippers W., S. Bottger S., Nodop D., Schossing T., Schade W., Mikulics M., Koch M., Walther M., Hiemann H., Guttler G. A novel THz sorce based on a two-color Nd:LSB microchip-laser and a LT-GaAsSb photomixer // Applied Physics B. 2007. V. 87. P. 13–16.
- 65. Woodbury, E. J., & Ng, W. K. Ruby laser operation in the near IR. // Proceedings of the IRE. 1962. V. 50. № 11. P. 2367.
- 66. Wu H.-H., Sheu C.-C., Chen T.-W., Wei M.-D., Hsieh W.-F. Observation power drop and low threshold due to beam waist shrinkage around critical configurations in an diode-pumped Nd:YVO4 laser // Optics Communications. 1999. V. 165. V. 225–229.
- 67. Wu H.-H., Hsieh. W.-F. Observation of multipass transverse modes in an axially pumped solid-state laser with different fractionally degenerate resonator

- configurations // Journal of the Optical Society America B. 2001. V. 18. N_{2} 1. P. 7–12.
- 68. Xiao G., Bass M. A generalized model for passively Q-switched lasers including excited state absorption in the saturable absorber // IEEE J. Quantum Electron. 1997. –V. 33. P. 41- 44.
- 69. Zandonella C. Terahertz imaging: T-ray specs // Nature. 2003. V. 424. P. 721–722.
- 70. Zehetner J. Highly efficient diode-pumped elliptical mode Nd:YLF laser // Optics Communications. 1995. V. 117. P. 273–276.
- 71. Zernike F. Jr., Bermant P. R. Generation of far infrared as a difference frequency // Physical Review Letters. 1965. V. 15. № 26. P. 999-1001;
- 72. Zhang O., Ozygus B., Weber H. Degeneration effects in laser cavities // The European Physical Journal Applied Physics. 1999. V. 6. P. 293–298.
- 73. Zhang S. L., Tan Y. D. and Li Y. Orthogonally polarized dual frequency lasers and applications in self-sensing metrology // Measurement Science and Technology. 2010. V. 21. № 5. P. 9.
- 74. Zhang X., Zhao S., Wang Q., Ozygus B., Weber H. Modeling of diode-pumped actively Q-switched lasers // IEEE Journal of Quantum Electronics. 1999. V. 35. № 12. P. 1912–1918.
- 75. Zhang X.-C., Xu J. Introduction to THz Wave Photonics / New York: Springer. 2009.
- 76. Zhao P., Ragam S., Ding Y.J., Zotova I.B. Investigation of terahertz generation from passively Q-switched dual-frequency laser pulses // Optics Letters. 2011. V. 36. № 24. P. 4818-4820.
- 77. Zhao P., Ragam S., Ding Y.J., Zotova I.B. Compact and portable terahertz source by mixing two frequencies generated simultaneously by a single solid-state lasers // Optics Letters. 2010. V. 35. № 23. P. 3979–3981.
- 78. Zhong H., Redo-Sanchez A., and Zhang X.-C. Standoff sensing and imaging of explosive related chemical and bio-chemical materials using thz-tds //

- International Journal of High Speed Electronics and Systems. 2007. –V. 17.- N_{2} . P. 239-249.
- 79. Ананьев Ю.А. О многопроходных, «V-образных» и прочих модах оптических резонаторов // Оптика и спектроскопия. 1988. Т. 64. № 3. С. 650–652.
- 80. Ананьев Ю.А. Оптические резонаторы и лазерные пучки / М.: Наука, 1990.
- 81. Афанасьев К.Н., Коробцов А.В., Котова С.П., Лосевский Н.Н. Световые поля с ненулевым угловым моментом для лазерного микроманипулирования // Известия Самарского научного центра РАН. 2007. Т. 9. № 3. С. 615–620.
- 82. Басиев Т. Т., Дорошенко М. Е., Ивлева Л. И., Осико В. В., Космына М. Б., Комарь В. К., Шульц Я., Елинкова Х. Генерационные свойства ВКРактивных кристаллов молибдатов и вольфраматов, активированных ионами Nd3+ при селективной оптической накачке // Квантовая электроника. 2006. Т. 36. №8. С. 720–726.
- 83. Басов Н.Г., Крохин О.Н., Попов Ю.М. Получение состояний с отрицательной температурой в p-n переходах вырожденных полупроводников // Журнал экспериментальной и теоретической физики. 1961. Т. 40. № 6. С. 22–23.
- 84. Безотосный В. В., Глущенко Н. Ф., Залевский И. Д., Попов Ю. М., Семенков В. П., Чешев Е. А. Высокоэффективный компактный Nd3+:YAG-лазер на длине волны 1.064 мкм, работающий в непрерывном и импульсном режимах, с диодной накачкой и модуляцией добротности акустооптическим затвором // Квантовая электроника. 2005. Т. 35. №6. С. 507—510.
- 85. Безотосный В.В., Горбунков М.В., Дашкевич В.И., Коромыслов А.Л., Орлович В.А., Попов Ю.М., Тункин В.Г., Чешев Е.А., Чулков Р.В. Синхронизация поперечных мод стоксовой компоненты излучения Nd:YVO₄ лазера с продольной диодной накачкой в режиме

- модулированной добротности пассивным затвором Cr^{4+} : YAG // Краткие сообщения по физикею. 2016. Т. 43. № 6. Р. 203-206.
- 86. Безотосный В.В., Горбунков М.В., Коромыслов А.Л., Кострюков П.В., Кривонос М.С., Попов Ю.М., Тункин В.Г., Чешев Е.А. Двухволновой Nd:YLF-лазер с продольной диодной накачкой и акустооптической модуляцией добротности // IV симпозиум по когерентному оптическому излучению полупроводниковых соединений и структур: сб. тр. / Москва-Звенигород: ФИАН. 2014. С. 105-107.
- 87. Безотосный В.В., Горбунков М.В., Коромыслов А.Л., Кострюков П.В., Кривонос М.С., Попов Ю.М., Тункин В.Г., Чешев Е.А. Пороги генерации при синхронизации поперечных мод в лазерах на Nd-активированных кристаллах, керамике и стеклах при продольной диодной накачке // IV симпозиума по когерентному оптическому излучению полупроводниковых соединений и структур: сб. тр. / Москва: ФИАН. 2014. С. 173-178.
- 88. Безотосный В.В., Горбунков М.В., Коромыслов А.Л., Кривонос М.С., Тункин В.Г., Чешев Е.А. Механизм двухчастотной генерации в Nd:YLF лазерах с линзоподобным и плоскопараллельным активными элементами // 4-я Всероссийская молодежная конференции «Инновационные аспекты фундаментальных исследований по актуальным проблемам физики»: сб. тр., / Москва: ФИАН. 2011. С. 53.
- 89. Безотосный В.В., Горбунков М.В., Кострюков П.В., Кривонос М.С., Попов Ю.М., Тункин В.Г., Чешев Е.А. Двухволновая генерация в Nd:YLF-лазере с линзоподобным активным элементом и продольной диодной накачкой // Краткие сообщения по физике. 2011 Т. 10. С. 43 51.
- 90. Безотосный В.В., Горбунков М.В., Кострюков П.В., Кривонос М.С., Попов Ю.М., Тункин В.Г., Чешев Е.А. Порог генерации лазеров на Nd-активированных кристаллах, керамике и стеклах при пространственно

- неоднородной диодной накачке // Краткие сообщения по физике. -2013. Т. 10. № 3. -С. 3-12.
- 91. Безотосный В.В., Кривонос М.С., Попов Ю.М., Чешев Е.А., Тункин В.Г., Горбунков М.В., Кострюков П.В. Твердотельные лазеры с лазерной диодной накачкой на основе Nd:YLF // Известия высших учебных заведений. Физика. 2011. Т. 54. №2/2. С. 73-78.
- 92. Безотосный В.В., Крохин О.Н., Олещенко В.А., Певцов В.Ф., Попов Ю.М., Чешев Е.А. Особенности спектров генерации и тепловое сопротивление непрерывных лазерных диодов с длиной волны излучения 976 нм и мощностью до 15 Вт. // Квантовая электроника. 2016. Т. 46. №8. С. 679–681.
- 93. Безотосный В.В., Бондарев В.Ю., Крохин О.Н., Микаелян Г.Т., Олещенко В.А., Певцов В.Ф., Попов Ю.М., Чешев Е.А. Одиночные лазерные диоды спектрального диапазона 808 нм с максимальной мощностью 25 Вт // Квантовая электроника. 2009. Т. 39. № 3. С. 241–243.
- 94. Безотосный В.В., Горбунков М.В., Кострюков П.В., Тункин В.Г., Чешев Е.А., Яковлев Д.В. Симметрия пространственной структуры излучения при синхронизации поперечных мод в лазере с астигматическим резонатором // Квантовая электроника. 2009. Т. 39. № 8. С. 759–764.
- 95. Быков В.П., Прохоров А.М., Савранский В.В. Особенности синхронизации мод в полуконфокальном резонаторе // Квантовая электроника. 1997. Т. 24. № 9. С. 837-839.
- 96. Быков В.П., Силичев О.О. Лазерные резонаторы // ФИЗМАТЛИТ, 2004.
- 97. Власов В.И., Гарнов С.В, Заварцев Ю.Д., Загуменный А.И., Кутовой С.А., Сироткин А.А., Щербаков И.А. Новые возможности кристаллов ванадатов с неодимом как активных сред лазеров с диодной накачкой // Квантовая электроника. 2007. Т. 37. № 10. С. 938–940.

- 98. Вышлов С.С., Иванов Л.П., Логгинов А.С., Сенаторов К.Я. Самосинхронизация поперечных типов колебаний в инжекционном лазере // Письма в ЖЭТФ. 1971. Т. 13. № 3. С. 131–133.
- 99. Гарнов С.В., Щербаков И.А. Лазерные методы генерации мегавольтных терагерцевых импульсов // Успехи физических наук. 2011. Т. 181. № 1. С. 97–102.
- 100. Горбунков М.В., Кострюков П.В., Телегин Л.С., Тункин В.Г., Яковлев Д.В. Особенности структуры основной моды лазеров с устойчивыми резонаторами при пространственно неоднородном усилении // Квантовая электроника. 2007. Т. 37. № 2. С. 173–180.
- 101. Горбунков М.В., Кострюков П.В., Тункин В.Г. Влияние параметров резонатора и пространственно неоднородного усиления на пространственную структуру основной моды лазеров с устойчивыми резонаторами // Квантовая электроника. 2008. Т. 38. С. 689–694.
- 102. Грасюк А.З., Зубарев И.Г., Ефимков В.Ф., Смирнов В.Г. Мощные ВКР-лазеры когерентные сумматоры // Квантовая электроника. 2012 Т. 42.
 № 12. С. 1064-1072.
- 103. Дмитриев В.Г., Тарасов Л.В. Прикладная и нелинейная оптика // М., ФИЗМАТЛИТ. 2004.
- 104. Звелто О. Принципы лазеров / СПб.: Лань, 2008.
- 105. Иевлев И.В., Корюкин И.В., Лебедева Ю.С., Хандохин П.А. Непрерывная двухволновая генерация в микрочип-Nd:YAG-лазерах // Квантовая электроника. 2011. Т. 41. № 8. С. 715–721.
- 106. Китаева Г.Х., Пеннин А.Н., Тучак А.Н. Генерация и детектирование излучения терагерцового диапазона с помощью периодически и апериодически поляризованных кристаллов // Оптика и Спектроскопия. 2009. Т. 107. С. 553–560.
- 107. Козлов В.Л. О повышении точности доплеровских измерителей скорости на основе двухволнового лазера // Датчики и системы. 2011. Т. 1. С. 37–39.

- 108. Козлов. В.Л. О повышении точности рециркуляционного дальномера на снове двухволнового лазера // Известия вузов. Приборостроение. 2009. Т. 9. С. 68–73.
- 109. Кравцов Н.В. Основные тенденции развития твердотельных лазеров с полупроводниковой накачкой // Квантовая электроника. 2001. V. 31. № 8. Р. 661–677.
- 110. Кривонос М.С. Генерационные характеристики и двухволновый режим при синхронизации поперечных мод в твердотельных лазерах с продольной лазерной диодной накачкой: дис. канд. физ.-мат. наук.: 01.04.21: защищена 2013 / Кривонос Михаил Сергеевич. Москва, 2013. 120 с.
- 111. Крюков П.Г. Лазеры ультракоротких импульсов // Квантовая электроника. 2001. Т. 31. № 2. С. 95–119.
- 112. Логгинов А.С., Плисов К.И. Инжекционные лазеры с дискретно сканирующей диаграммой направленности // Квантовая электроника. 2002. Т. 32. № 6. С. 553–556.
- 113. Малютин А.А. Моды плоскосферического резонатора лазера с гауссовым распределением усиления активной среды // Квантовая электроника. 2007. Т. 37. № 3. С. 299–306.
- 114. Назаров М.М., Ангелуц А.А., Сапожников Д.А., Шкуринов А.П. Выбор нелинейных оптических и полупроводниковых преобразователей фемтосекундного импульса лазерного излучения в терагерцовый диапазон // Известия вузов. Радиофизика. 2009. Т. 52. № 8. С. 595 606.
- 115. Сироткин А.А., Гарнов С.В., Власов В.И., Загуменный А.И., Заварцев Ю.Д., Кутовой С.А., Щербаков И.А. Двухволновые лазеры на кристаллах ванадатов со взаимно параллельной и ортогональной поляризациями генерируемого излучения // Квантовая электроника. 2012. Т. 42. № 5. С. 420–426.

- 116. Сироткин А.А., Гарнов С.В., Загуменный А.И., Заварцев Ю.Д., Кутовой С.А., Власов В.И., Щербаков И.А. Двухволновые лазеры с диодной накачкой на основе кристаллов ванадатов, вырезанных вдоль оси c // Квантовая электроника. 2009. Т. 39. С. 802–806
- 117. Сироткин А.А., Власов В.И., Загуменный А.И., Заварцев Ю.Д., Кутовой С.А. Лазеры на кристаллах ванадатов с σ-поляризацией генерируемого излучения // Квантовая электроника. 2011. Т. 41. № 7. С. 584–589.
- 118. Шен И.Р. Принципы нелинейной оптики. Москва: Наука, 1989.